

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Harouthioun KETCHIAN

1^{re} THÈSE

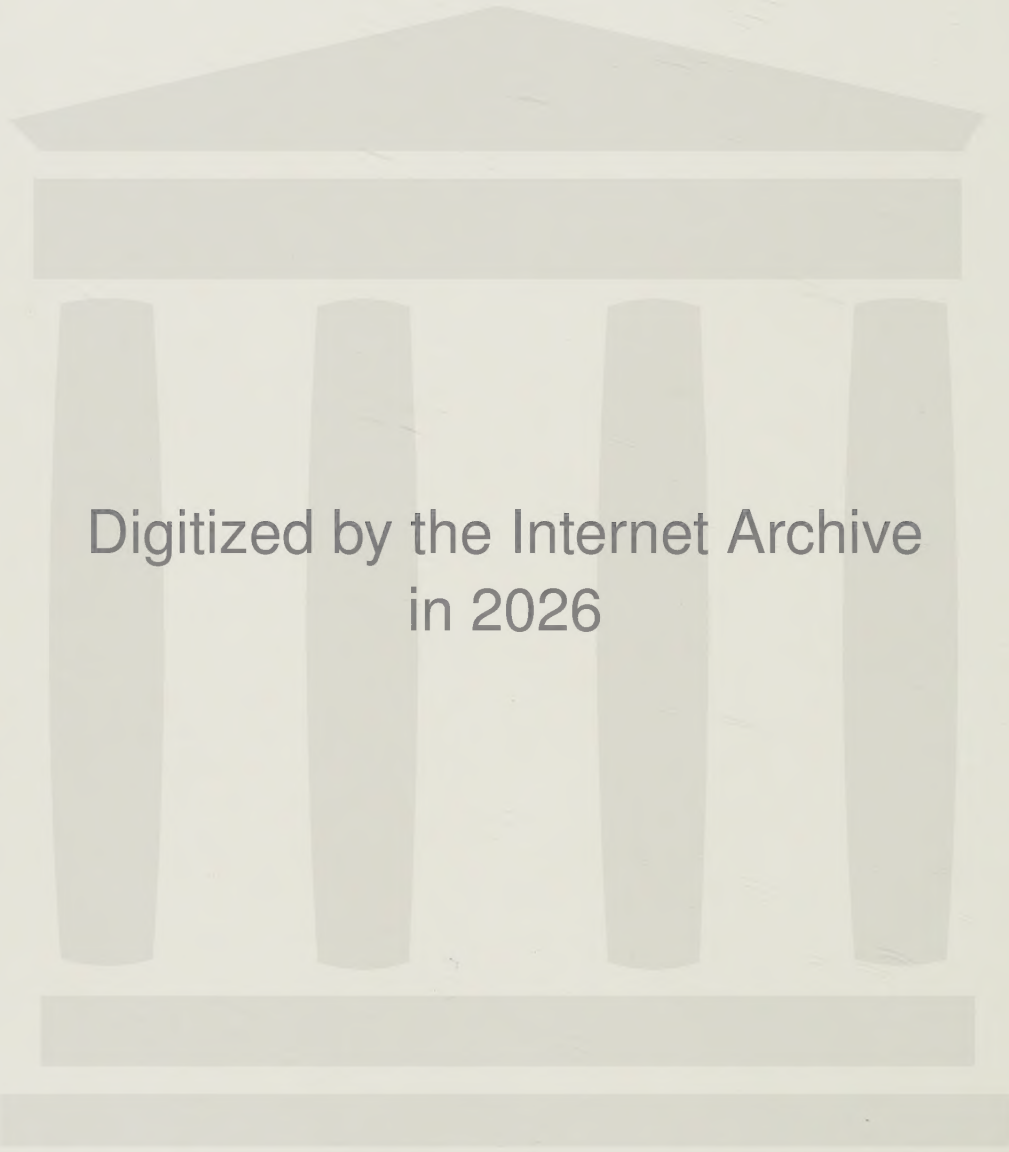
Contribution à l'étude d'un pont T. B. F.

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 22 Mai 1963 devant la Commission d'examen :

MM. RIBAUD	<i>Président</i>
MORAND	} <i>Examineurs</i>
Mme MORAND	

MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1966



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550210_0047

THÈSES

présentées à la

FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

pour obtenir le titre de
DOCTEUR-INGÉNIEUR

par

Harouthioun KETCHIAN

1^{re} THÈSE

Contribution à l'étude d'un pont T. B. F.

2^e THÈSE : *Propositions données par la Faculté*

Soutenues le 22 Mai 1963 devant la Commission d'examen :

MM.	RIBAUD	<i>Président</i>
	MORAND	} <i>Examineurs</i>
Mme	MORAND	



MASSON & C^{ie}, ÉDITEURS
120, boulevard Saint-Germain
PARIS — 1966

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

G JULIA T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	CHAMPETIER T	Chimie macromolécul	PISOT T	Techniques mathématiques de la physique.
PRENANT T	Anatomie et histologie comparées.	CUVILLIER T	Micropaléontologie.	ROCH T	Géologie.
GRASSÉ T	Évolution des êtres organisés.	JUNG T	Pétrographie.	SCHATZMAN T	Astrophysique.
PRÉVOST T	Chimie organique.	TRILLAT T	Microscopie et diffraction électronique.	TERMIER T	Paléontologie stratigraphique.
WYART T	Minéralogie et Cristallographie.	WIEMANN T	Chimie org. et structurale.	ZAMANSKY T	Mathématiques générales
TEISSIER T	Zoologie.	JACQUINOT T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).	LENNUIER T	Physique (M.G.P.)
MANGENCZ T	Biologie végétale (Orsay)	VASSY T	Physique de l'atmosphère.	RIZET T	Génétique.
AUGER T	Physique quantique et Relativité.	DESTOUCHES T	Théories physiques.	ROUTHIER T	Géologie appliquée.
MONNIER T	Physiologie générale.	AMIEL T	Chimie générale.	M ^{me} TONNELAT T	Physique théorique
PIVETEAU T	Paléontologie.	HOCART T	Minéralogie et Cristallographie.	DIXMIER T	Mathématiques (M.P.C.).
ROCARD T	Physique (E.N.S.).	J.-P. MATHIEU T	Physique (Optique)	SOUCHAY T	Chimie générale.
JARTAN T	Mathématiques (E.N.S.)	COUTEAUX T	Cytologie.	AIGRAIN T	Électrotechnique générale.
LAFFITTE T	Chimie générale.	MAY T	Zoologie (Orsay).	BRUSSET T	Chimie systématique.
FAYARD T	Géométrie supérieure	CHOQUET T	Théorie des fonct. et topologie.	M. LÉVY T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
COULOMB T	Physique du Globe	FELDMANN T	Biologie végétale marine	M ^{me} CHAIX T	Chimie biologique.
M ^{me} COUSIN T	Biol. animale (S.P.C.N.).	GUINIER T	Physique des solides (Orsay)	M ^{me} HUREL-PY T	Biologie végétale (P.C.B.).
CHRÉTIEN T	Chimie minérale.	JOST T	Physiologie comparée.	PIAUX T	Chimie (M.P.C.).
DRACH T	Zoologie.	FORTET T	Calcul des probabilités et physique mathématique.	BRUN T	Mécan. théorique des fluides.
KASTLER T	Physique (E.N.S.)	SCHWARTZ T	Calcul diff. et intégral.	LEDERER T	Chimie biologique.
EPHRAÏM T	Génétique.	CHOUARD T	Physiologie végétale	M ^{me} DUBREIL T	Mathématiques (Agrég.)
RIVIÈRE T	Géologie (S.P.C.N.) et Sédim.	MALAVARD T	Aviation (Techn. Aéronaut.).	M ^{me} LELONG T	Mathémat. II (E.N.S.).
GAUTHERET T	Biologie végétale (P.C.B.).	BRELOT T	Calcul différentiel et intégral.	BELLAIR T	Géologie (S.P.C.N.).
R. LUCAS T	Recherches physiques.	NORMANT T	Synthèse organique générale.	COTTE T	Physique électrique
A. THOMAS T	Biologie cellulaire.	BÉNARD T	Chimie minérale.	J.-E. DUBOIS T	Chimie organique.
ARNULF T	Optique appliquée.	BUVAT T	Botanique (E.N.S.).	LA MOTTE T	Zoologie (E.N.S.).
MORAND T	Physique Enseignement.	DUGUÉ T	Statistiques mathémat.	A. MICHEL T	Chimie minérale (Orsay)
SOLEILLET T	Physique (P.C.B.).	SOULAIRAC T	Psychophysiologie.	OLMER T	Énergétique générale.
FORTIER T	Mécanique expérim. des fluides.	ULRICH T	Physiologie végétale.	ROUAULT T	Électricité (Orsay).
DANJON T	Astronomie.	MARÉCHAL T	Optique théorique et appliquée.	GAUTHIER T	Mécanique appliquée.
PÉTI T	Biologie maritime.	KIRRMANN T	Théories chimiques	BARCHIEWITZ T	Chimie physique.
QUENEY T	Météorologie et dynamique atmosphérique	CHADEFAUD T	Botanique.	BROSSEL T	Physique atomique.
GALLIEN T	Embryologie.	M ^{me} LE BRETON T	Physiologie de la nutrition.	RUSER T	Physiologie comparée.
EICHHORN T	Botanique.	LELONG T	Application de l'analyse à la géométrie.	CAMUS T	Physiologie végétale (B.M.P.V.).
DE CUGNAC T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	DEVILLERS T	Anatomie et Histologie comparées.	CASTAING T	Physique II Thermod. (Orsay).
M ^{me} CAUCHOIS T	Chimie physique.	EBRESMANN T	Topologie algébrique.	CURIEN T	Minéralogie et Cristallographie.
THELLIER T	Physique du Globe.	FRANÇON T	Physique (S.P.C.N.).	MOYSE T	Physiologie végétale (Orsay).
L'HÉRITIER T	Biologie générale (Orsay).	GLANGEAUD T	Géographie physique et Géologie dynamique.	NOIROT T	Évolution des êtres organisés.
GRIVET T	Radioélectricité (Orsay)	CODEMENT T	Mathématiques (M.P.C.)	PANNETIER T	Chimie générale.
PONCIN T	Mécanique générale.			POSSOMPES T	Zoologie.
DUBREIL T	Arithmétique et théorie des nombres.			PULLMANN T	Chimie quantique.
QUELET T	Chimie organique.			TEILLAC T	Physique nucléaire et Radioactivité.
CAIGNARD T	Géophysique appliquée			TONNELAT T	Biologie physico-chim
				VILLE T	Économétrie.
				WILLEMART T	Chimie (P.C.B.).
				DODE T	Chimie (Orsay).
				FREYMAN T	Recherches physiques
				GUINCHET T	Biol. végét. (S.P.C.N. (Orsay)

PROFESSEURS (suite)

ROLLET	T	Chimie minérale.	ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.	J JULLIEN	Chim. (S.P.C.N.) (Orsay)
M ^{lle} JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).	FRANC	T	Biol. animale (P.C.B.).	MALGRANGE	T Techn. math. de la Phys
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes	SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).	OLIVIER	Anthropologie.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).	STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.	NOZERAN	T Botanique II (Orsay)
CHAPELLE	T	Physique (Orsay).	ACHER		Chimie biol. (Orsay).	BLANC-LAPIERRE ..	T Phys. (E.N.S.) (Orsay)
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).	BAUDOIN		Biologie animale (P.C.B.).	CHEVAUGEON	T Botanique (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).	BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.).	KAHANE	T Mathématiques (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.	BLAMONT	T	Géophysique ionosphère.	SAMUEL	T Math. (E.N.S. féminine).
G. LUCAS	T	Géologie.	BOURREAU		Botanique.	KOURGANOFF	T Astronomie (Orsay).
ALLARD	T	Chimie physique.	D. CURIE		Physique (M.G.P.).	THIERY	T Mécanique céleste.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondamentales.	DURAND-DELGA ...	T	Géologie.	ABELÈS	Physique (S.P.S.C.N.)
BRICART	T	Météorologie et physique de l'atmosphère.	FRÉON	T	Chimie organique (Orsay).	AMAT	Physique (P.C.B.).
M ^{me} ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.	HELLER	T	Physiologie végétale.	AUBOIN	Géologie.
FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).	TORTRAT	T	Calcul des probabilités.	M ^{me} BENOIT-GUEU-	Physique nucl. et radio-
M. JULIA	T	Étude des mol. naturelles complexes.	CAILLEUX		Géologie (S.P.C.N.).	TAL	activité.
LENDER	T	Biol. animale (S.P.C.N.) (Orsay).	MAGNAN	T	Physique (S.P.C.N.).	BOUGIS	Biologie marine (Ville-
MAGAT	T	Physicochimie des radio-éléments.	DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.	BRUBAT	T Mathématiques (M.P.C.).
M ^{lle} QUINTIN	T	Electrochimie.	M ^{lle} FOURCROY ...		Biol. végétale (S.P.C.N.).	BRUNN	T Géologie historique (Orsay).
MONOD	T	Chimie du métabolisme.	M ^{me} CHOQUET-			CHABBAL	Physique (M.G.P.) (Orsay).
BENOIT	T	Physiol. anim. (Orsay)	BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.	DEHEUVELS	T Mathématique Propédeutique (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.	M ^{lle} VEIL		Physiologie générale	D'ESPAGNAT	Physique théorique (Orsay).
CHARLOT	T	Chimie analytique.	LWOFF	T	Microbiologie.	FURON	Géologie (S.P.C.N.).
HAÏSSINSKY	T	Radiochimie.	SIESTRUCK	T	Mécanique physique et expérimentale.	M ^{me} GANS	T Génétique.
LEMÉE	T	Physiol. vég. (B.M.P.V.) (Orsay).	LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires.	GENEVÈS	T Biologie végétale (P.C.B.).
GUÉRIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay)	BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).	GUILBERT	Physique (C.U.S., Orléans).
M. CHATELET	T	Chimie (P.C.B.).	CABANNES	T	Mécanique générale.	HUPE	Pétrographie
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).	LESIEUR	T	Mathématiques I (Orsay).	HOLLANDE	T Biologie générale.
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.).	MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).	LIONS	T Analyse numérique.
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).	CAIRE		Géographie phys. et Géol. dynamique	MAITTE	Chimie (P.C.B.).
BERTIN	T	Electronique (Orsay).	COMOLET	T	Mécanique des fluides	MEYER	Physique propédeutique.
BOUSSIÈRES		Chimie des radioéléments (Orsay).	CORABOEUF		Physiol. animale (Orsay).	NICOLAS	Géologie appliquée.
M ^{me} COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique	DELLoue		Physique de l'exosphère	PANIGEL	Biologie générale.
			GORENFIOT		Botanique II (Orsay).	RAVIER	Pétrographie.
			HOULLON		Biologie animale (P.C.B.).	ROSEAU	T Mécanique théor. des fluides.
						ROUBINE	Electronique.
						SILBER	T Chimie (P.C.B.).
						UEBERSFELD	T Electronique.
						YVON	T Théories physiques.

Secrétaire Général R. POUILLAIN.

Au terme de ce travail, réalisé au Laboratoire de Physique enseignement de la Sorbonne, ma pensée émue va à M. le Professeur Eugène Darmois, membre de l'Institut, trop tôt enlevé à mon affection, qui m'a permis d'entrer dans son laboratoire et m'y ayant fait une situation particulière, m'a donné la possibilité d'effectuer cette étude.

Je garde un profond sentiment de gratitude à mon Professeur M. Eugène Huguenard, lauréat de l'Institut, qui ne m'a jamais épargné ses précieux conseils et qui a utilement intervenu pour que ce travail puisse être entrepris en Sorbonne.

A M. le Professeur M. Morand, va ma respectueuse reconnaissance qui ayant pris la direction de ce laboratoire, m'a permis de continuer le travail entrepris et a toujours montré un intérêt bienveillant pour mes recherches.

D'avoir pu mener à bien ce travail, je le dois tout particulièrement à Mme G. Morand-Sutra, Sous-Directeur du Laboratoire, auprès de qui j'ai toujours reçu un accueil cordial, qui a toujours suivi mon travail avec beaucoup d'intérêt, ne m'a jamais épargné ses conseils et ses encouragements, et m'a facilité l'accès d'autres laboratoires. Je suis d'autre part reconnaissant à Mme G. Morand-Sutra pour la compréhension et pour l'aide matérielle qu'elle m'a apportée.

Je sais gré également à M. Guillot, Directeur de Recherches au C. N. R. S., Directeur du Laboratoire de magnétisme et de physique du solide qui m'a autorisé l'accès de son laboratoire et a bien voulu chargé M. André Marais, Maître de Recherches au C. N. R. S., de la direction de mon travail.

Je remercie vivement M. André Marais dont les connaissances en ce domaine sont irremplaçables et qui m'a grandement facilité l'étude par ses critiques et par ses conseils toujours judicieux.

A tous ceux qui au laboratoire de Physique dans bien des domaines m'ont facilité le travail, vont mes remerciements les plus sincères.

LABORATOIRE DE « PHYSIQUE-ENSEIGNEMENT » DE LA FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

(Professeur MAX MORAND)

1, rue Victor-Cousin (Paris V^e)

CONTRIBUTION A L'ÉTUDE D'UN PONT TRÈS BASSES FRÉQUENCES (T. B. F.)

Par

HAROUTHIOUN KETCHIAN

INTRODUCTION

Depuis le début du siècle, de très nombreux travaux ont été effectués dans le but d'étudier le comportement de la perméabilité des matériaux ferromagnétiques aux champs alternatifs de faible intensité, des plus basses jusqu'aux plus hautes fréquences utilisables. Les travaux accusent une grande diversité. Les méthodes employées, la forme et les caractéristiques des matériaux étudiés varient considérablement suivant les expérimentateurs et les domaines de fréquences qu'ils ont considérés. La plupart du temps, il est difficile de relier et de comparer entre elles les observations faites à des fréquences différentes sur des corps dont la composition n'était pas exactement la même et qui avaient dû subir des traitements mécaniques souvent différents pour leur donner la forme propre à chaque genre d'investigation. En réalité, dans tous les cas, on est amené à considérer une perméabilité complexe de la forme

$$\mu = \mu_1 - j\mu_2 = |\mu| e^{-j\alpha}$$

introduite par Arkadiëw [2] ; l'emploi de cette relation est particulièrement commode lorsque l'on ne fait intervenir que des grandeurs sinusoïdales.

Toutes les mesures tendent donc à déterminer ses composantes μ_1 , μ_2 et l'angle de perte α .

Aux fréquences acoustiques, c'est-à-dire entre 300 Hz et 15 kHz ces mesures s'effectuent commodément, en général au pont de Maxwell, sur des échantillons toroïdaux sans entrefer.

Au-dessus de ces fréquences, les termes réactifs des différents bras constituant le pont ne sont pas tout à fait négligeables et certaines précautions doivent être prises, telle la compensation de ces termes [7] [14]. Aux fréquences encore plus élevées, il faut faire appel à d'autres techniques [17]. Au-dessous de 300 Hz, le montage en pont manque de sensibilité à moins d'augmenter la tension d'entrée, ce qui n'est pas toujours possible sans s'écarter du domaine de Rayleigh [24]. D'autre part, il est possible de diviser ou d'amincir par polissage électrolytique ces matériaux, pour effectuer ces mesures à des fréquences relativement plus élevées.

Il est cependant souhaitable que tout en restant dans le domaine de Rayleigh l'étude du comportement de la perméabilité des matériaux ferromagnétiques aux fréquences industrielles les plus basses se fasse au pont de Maxwell avec autant d'aisance qu'aux fréquences acoustiques.

Nous nous sommes donc attachés à apporter une solution à ce problème.

L'augmentation de la sensibilité du dispositif de mesure a posé un certain nombre d'autres problèmes qui ont été résolus diversement.

L'exposé comprend d'abord un rappel très succinct des pertes de Jordan [12] et de leur formule (1.1) [19] puis une discussion des relations liant les paramètres du pont aux grandeurs à mesurer. Cette discussion pose le problème à résoudre et montre les causes de la diminution de la précision des mesures avec la fréquence.

L'étude de la bobine démontable est basée sur celle de J. J. Went [23] première en date (1937) et aboutit à une réalisation permettant une reproductibilité des résistances de contacts de l'ordre de 0,035 p. 100.

L'étude de la sensibilité du pont, reprise en vue

d'abaisser le niveau du bruit thermodynamique du pont et de l'étage d'entrée du préamplificateur, aboutit à la relation remarquable (3.4) tenant compte des paramètres du pont, de l'échantillon à étudier et de la résistance d'entrée du préamplificateur. La discussion de cette relation est à la base de la réalisation du dispositif de mesure, dont le bruit thermodynamique rapporté aux bornes de sortie du pont pour une largeur spectrale de 3 Hz est de $7,10^{-4} \mu V$. L'ensemble est protégé par un blindage approprié contre l'induction de parasites aux fréquences industrielles et de leurs harmoniques.

Un dernier chapitre est consacré à des mesures de traînage magnétique comme application au dispositif de mesure.

1 MÉTHODE DE MESURE

1.1 Pertes par effet Joule

Ces pertes, dont Jordan [12] est un des premiers à avoir fait l'étude, se subdivisent en première approximation en deux groupes :

1) Les pertes par courant de Foucault, provoquées par les courants électriques induits dans la masse du matériau, soumis à un champ magnétique variable ;

2) Les pertes provoquées par le déphasage de l'induction B sur le champ inducteur variable H.

Dans le domaine des champs variables de faible intensité, on décompose ces pertes en deux parties :

2a) Les pertes par hystérésis qui sont proportionnelles au cube de l'intensité du champ dans le matériau (cycle de Rayleigh) [21].

2b) Les pertes dites supplémentaires ou de traînage magnétique qui sont proportionnelles au carré de ce champ.

De plus, dans ce domaine, les pertes par courant de Foucault sont proportionnelles au carré de la fréquence du champ dans le matériau tandis que les autres pertes sont proportionnelles à la fréquence.

Pour l'étude de ces pertes, de nombreuses formules ont été avancées. Nous retiendrons celles données par Prache, exprimées dans le système des unités MKSA [19] [6] :

$$\frac{R_p}{L} = F_k f^2 + h_k \frac{NI}{l} f + t_k f. \quad (1.1)$$

F_k = coefficient de perte par courant de Foucault,

h_k = coefficient de perte par hystérésis,

t_k = coefficient de perte par traînage magnétique,

l = longueur du circuit magnétique en mètre,

R_p = résistance de perte en ohm,

L = inductance en Henry,

f = fréquence en Hertz,

N = nombre de tours de l'enroulement,

I = courant dans l'enroulement en Ampères efficaces.

Les trois coefficients de perte qui dépendent de la forme et de la nature du matériau peuvent être calculés à partir de la densité moyenne de l'énergie dissipée dans les corps. Les grandeurs R_p et L peuvent être mesurées par différence :

$$\begin{aligned} R_p &= r - r_0 \\ L &= l - l_0. \end{aligned}$$

Ces grandeurs sont liées à l'angle de perte α et aux composantes de la perméabilité complexe du matériau par les relations :

$$\tan \alpha = \frac{\mu_2}{\mu_1 - \mu_0} = \frac{r - r_0}{l - l_0}.$$

1.2 Mesures au pont alternatif

La détermination de la perméabilité complexe se fait à partir de la mesure de l'impédance d'un solénoïde chargé de ce corps. Pour annuler le champ démagnétisant et pour pouvoir admettre en première approximation la constance de μ en tout point intérieur de l'échantillon, il est préférable de lui donner la forme d'un tore sans entrefer, de dimensions transversales faibles par rapport à la longueur moyenne du circuit magnétique. Toutes ces considérations conduisent à employer une bobine démontable convenablement dimensionnée.

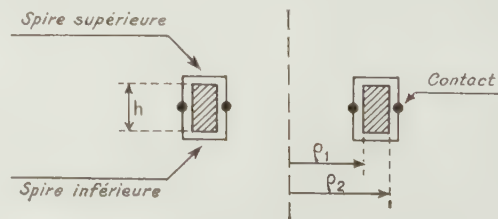


FIG. 1. — Coupe d'une bobine toroïdale.

Si une telle bobine de N spires, de résistance r_0 et d'inductance L_0 est chargée par un noyau de section S et est soumise à une tension u , elle présente une nouvelle résistance r et une nouvelle inductance L et est parcourue par le courant i .

Désignons par B l'induction moyenne dans la masse du noyau et par λ l'inductance qu'aurait eu, en l'absence du noyau, l'espace occupé par celui-ci. La loi d'Ohm s'écrit :

$$u = ri + L \frac{di}{dt} = r_0 i + (L_0 - \lambda) \frac{di}{dt} + NS \frac{dB}{dt}.$$

Si la tension u est sinusoïdale, et si l'on admet un courant sinusoïdal fictif $i = I_m e^{j\omega t}$ de même efficacité que le courant réel, et une induction sinusoïdale

$$B = B_m e^{j(\omega t - \alpha)}$$

déphasée en arrière d'un angle α par rapport au courant, ce qui revient à admettre un cycle d'hystérésis elliptique [9], la relation précédente devient :

$$(r - r_0)I_m + j\omega(L - L_0 + \lambda)I_m = j\omega NS B_m e^{-j\alpha}.$$

Posons $B_m \cos \alpha = \mu_1 H_m$ et $B_m \sin \alpha = \mu_2 H_m$. Sachant que $\lambda = \frac{NS\mu_0 H_m}{I_m}$, portons ces valeurs dans l'équation précédente et égalons les parties réelle et complexe :

$$\mu_1 - \mu_0 = \frac{L - L_0}{NS_n} \frac{I_m}{H_m} \quad (1.2)$$

$$\mu_2 = \frac{r - r_0}{\omega NS_n} \frac{I_m}{H_m}. \quad (1.3)$$

Désignons par ρ_1 et ρ_2 les rayons interne et externe du noyau et par h sa hauteur.

Le champ appliqué en un point situé à la distance ρ de l'axe de révolution du noyau est :

$$H_\rho = \frac{NI_m}{2\pi\rho}.$$

La moyenne du champ de crête dans le noyau est :

$$H_m = \frac{h}{S_n} \int_{\rho_1}^{\rho_2} H_\rho d\rho = \frac{hNI_m}{2\pi S_n} \text{Log} \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

A l'équilibre les formules du pont de Maxwell, PQ parallèle, s'écrivent [11] :

$$L = \frac{PQ}{R}, \quad r = \frac{PQ}{R},$$

P et Q sont les résistances de tête de pont ;

R et C sont la résistance et la capacité de mesure.

En tenant compte de ces formules, les relations donnant les perméabilités relatives en fonction des paramètres du pont sont

$$p_1 - 1 = \frac{PQ \cdot 10^9}{2hN^2 \text{Log} \frac{\rho_2}{\rho_1}} [C - C_0], \quad (1.4)$$

$$p_2 = \frac{PQ \cdot 10^9}{2hN^2 \text{Log} \frac{\rho_2}{\rho_1}} \frac{1}{\omega} \left[\frac{1}{R} - \frac{1}{R_0} \right]. \quad (1.5)$$

où h est exprimé en centimètres et μ_0 est remplacé par sa valeur numérique $4\pi \cdot 10^{-7}$ henry/m.

Ces mesures couvrent approximativement le domaine des fréquences acoustiques. La bande supérieure est limitée par l'influence néfaste des impédances parasites (de fuite) qui relient les sommets du pont à la masse, la bande inférieure, par la diminution excessive du rapport $\frac{r - r_0}{r_0}$. Le but essentiel de ce travail étant l'extension des mesures vers les fréquences les plus basses possibles, nous discuterons uniquement de ce cas.

Cependant une première remarque s'impose pour montrer qu'un dimensionnement convenable de la bobine est nécessaire. Compte tenu du fait que

$$L_0 = \frac{NS_b \mu_0 H_m}{I_m}$$

où S_b est la section transversale de la bobine, la relation (1.2) s'écrit :

$$\frac{\mu_1}{\mu_0} - 1 = \frac{L - L_0}{L_0} \frac{S_b}{S_n}.$$

Cette relation montre que la mesure de μ_1 est d'autant plus précise que le rapport des surfaces $\frac{S_b}{S_n}$ est plus voisin de l'unité ou que la contenance de la bobine est mieux utilisée.

Cette condition est nécessaire aussi pour une autre raison. De la relation (1.1) il est possible de tirer la valeur du coefficient de perte par hystérésis et de l'exprimer en fonction des paramètres du noyau :

$$h_k = \frac{R_b}{fLH_0} = \frac{8\sqrt{2}}{3} \frac{b}{\mu_0 p_\varphi \xi^2} \left[\frac{x}{\text{Log}(1+x)} \right]^2 \frac{1}{1+x}$$

b est le coefficient du cycle de Rayleigh ;

$\xi = \frac{H_0}{H_i}$ est le facteur de stabilité magnétique. Pour un noyau sans entrefer $\xi = 1$;

$1 + x = \frac{\rho_2}{\rho_1}$ est le rapport des rayons externe et interne du noyau.

Cette relation montre que la valeur de h_k dépend de la valeur mesurée de la perméabilité relative r_φ qui elle-même, dépend de la valeur du champ dans le noyau, donc de la position de ce dernier dans la bobine. Les meilleures conditions de mesures sont atteintes lorsque

$$x \rightarrow 0 \quad \text{et} \quad \frac{S_b}{S_n} > 1$$

Il est souhaitable d'approcher ces conditions de mesures.

La discussion de la relation (1.3) démontrera que par

ce procédé, il n'est pas possible d'abaisser indéfiniment la fréquence des mesures. Les difficultés rencontrées sont d'abord d'ordre matériel, mais lorsque l'on cherche à améliorer les conditions de mesures, très rapidement on atteint les limites thermodynamiques du détecteur d'abord, du pont ensuite.

La relation (1.3), compte tenu du fait que

$$r_{01} = r_0 \pm \Delta r_{01}$$

et

$$r_{02} = r_0 \pm \Delta r_{02}$$

peut se mettre sous la forme :

$$\mu_2 \frac{S_n N H_m}{I_m} \omega = R_p \pm (\Delta r_{01} \pm \Delta r_{02}).$$

R_p est la résistance de perte de la charge ;

Δr_{01} et Δr_{02} sont les erreurs absolues commises sur la valeur de r_0 pendant les deux mesures (bobine vide et bobine chargée).

Supposons que nous disposons d'un échantillon hypothétique dont le μ_2 ne dépend pas de la fréquence du champ :

$$R_p = K\omega$$

d'où l'erreur relative est

$$\frac{\Sigma \Delta r_0}{R_p} = \frac{\Sigma \Delta r_0}{K} \frac{1}{\omega}. \quad (1.6)$$

La seconde relation montre que l'erreur relative est une fonction inverse de ω . Le seul moyen d'abaisser en fréquence les limites des mesures à un taux d'erreur relative donnée est de diminuer la fraction $\frac{\Sigma \Delta r_0}{K}$.

Nous discuterons séparément les rôles joués par le dénominateur d'abord et par le numérateur ensuite qui détermineront le problème à résoudre.

Compte tenu de la relation $H_m = \frac{N I_m}{l_{\text{moy}}}$ qui varie dans des limites très étroites par suite de l'obligation de rester dans le domaine de Rayleigh

$$K = \mu_2 S_n \frac{N^2}{l_{\text{moy}}}.$$

Donc pour augmenter K il suffit d'augmenter le nombre des spires de la bobine. C'est une solution dans la voie de laquelle, il n'est pas possible d'aller très loin. D'abord parce qu'il est assez difficile de réaliser une bobine démontable possédant un grand nombre de spires, ensuite parce que chaque augmentation de N , pour conserver à H_m une valeur convenable, entraîne une diminution de I_m . Or Δv_2 , tension détectée à la sortie du pont pour un dérèglement relatif donné du bras étalon est proportionnel à I_m .

Donc l'avantage escompté dans cette voie n'est pas aussi important que l'on pourrait croire à première vue. Néanmoins, c'est un paramètre dont l'opérateur a intérêt de tenir compte. L'étude du numérateur $\Sigma \Delta r_0$ montre que Δr_{01} et Δr_{02} proviennent de deux sources importantes d'erreurs aléatoires sans corrélation :

a) L'irreproductibilité des résistances de contacts des spires de la bobine démontable ;

b) La finesse avec laquelle il est possible d'équilibrer le pont.

Nous laisserons volontairement de côté les autres causes d'erreur qui viennent grossir $\Sigma \Delta r_0$.

Ces deux causes d'erreurs empêchent l'extension du champ de mesures vers les basses fréquences. Afin d'étendre le domaine des mesures vers ces fréquences, nous avons cherché d'une part à améliorer la reproductibilité de la résistance de la bobine, et à augmenter d'autre part la sensibilité du détecteur du dispositif de mesure. Dans la suite de notre travail, nous décrivons en détail les solutions apportées plus ou moins satisfaisantes et entraînant à leur tour de nouvelles servitudes. En effet, une amélioration de la reproductibilité de la résistance de la bobine nécessite une stabilisation soignée de la température de l'enceinte dans laquelle elle est placée. L'augmentation de la sensibilité du détecteur entraîne quelques modifications du montage du dispositif de mesure ; il faut en assurer la protection très soignée contre les parasites électriques, en particulier ceux de fréquences industrielles.

2 CHOIX DE LA BOBINE DE MESURE

2.1 La bobine démontable de J. J. Went et ses premières variantes

Nous avons vu qu'il est avantageux, toutes les fois qu'il est possible, de donner sa préférence à une bobine toroïdale. Les mesures s'effectuant par différence, il est facile de voir que les valeurs de L_0 et de r_0 doivent se reproduire avec une très bonne approximation entre les mesures de la bobine vide et de la bobine chargée.

Si l'on s'emploie à bobiner un enroulement autour du

noyau toroïdal en prenant quelques précautions, il est possible d'obtenir une meilleure reproductibilité de la résistance r_0 de l'enroulement. Par contre, il n'en est pas de même pour l'inductance L_0 . L'emploi d'une telle bobine n'est donc légitime que lorsque L_0 est négligeable devant l'inductance apportée par la charge. Évidemment, certains paramètres intervenant pendant les mesures, la température par exemple, peuvent imposer le choix de la bobine.

Une autre solution consiste à utiliser une bobine

démontable, dont une description détaillée est donnée par J. J. Went [23] avec croquis et photographies (voir *Revue Philips* de mars 1937, 83-86). Le fil d'enroulement est en cuivre rouge. L'un des contacts est creux pour recevoir le contact mâle de l'autre moitié. Les deux moitiés de la bobine sont guidées par quatre colonnes et rendues solidaires par une vis centrale.

Actuellement, on trouve dans le commerce deux autres types de ces bobines, appelées « perméamètres à bobine démontable » qui diffèrent de l'original par le mode de fermeture et le métal du conducteur, ou le détail des différentes pièces mécaniques. Le principe reste le même.

L'un des constructeurs utilise une vis sans fin [8] pour déplacer la partie mobile et la plaquer contre l'autre moitié de la bobine. Un autre constructeur [1] a réalisé une bobine à deux enroulements. L'ouverture et la fermeture de l'appareil s'effectuent par un bras de levier, et la pression qui agit sur des tôles du transformateur est obtenue par un ressort taré. Ce dispositif est d'une manipulation très rapide.

La reproductibilité de l'inductance de ces bobines est excellente, de l'ordre de 2 ou 3 pour 10⁴; quant à la reproductibilité de leur résistance de contact, il convient de faire quelques réserves. Il est bien connu que la

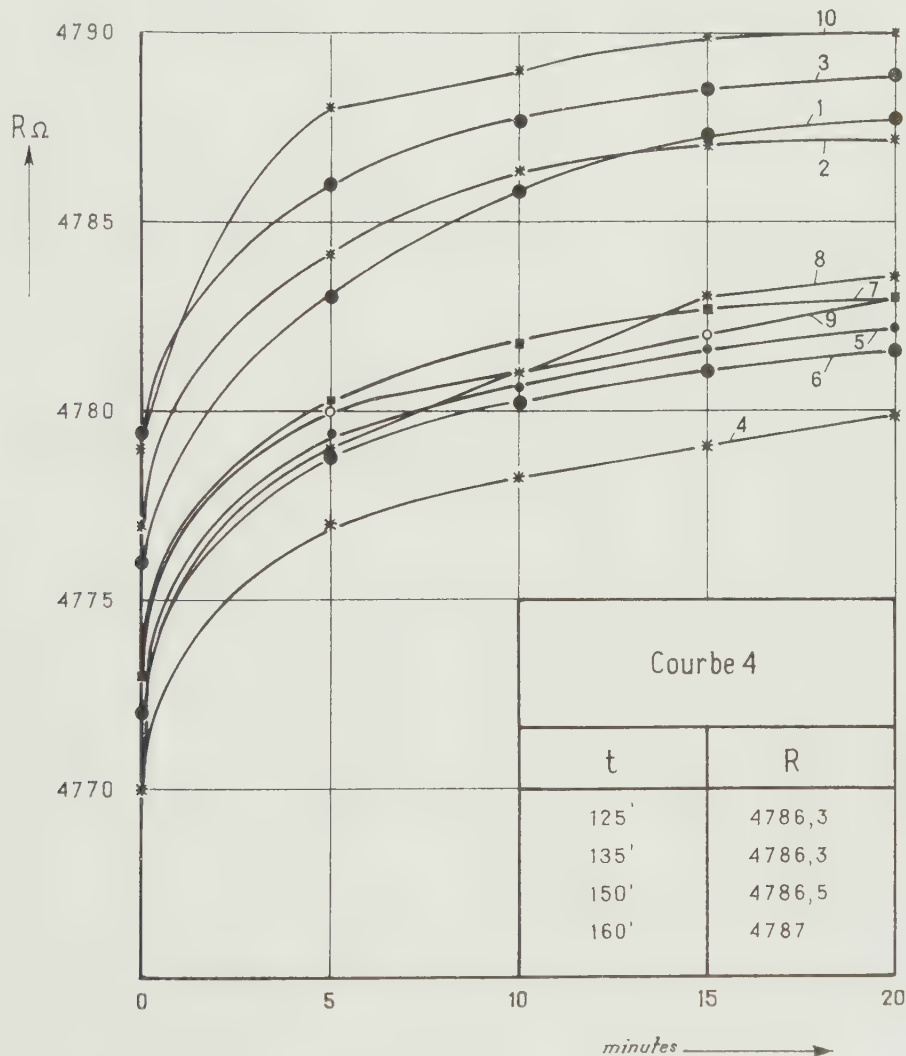


FIG. 2. — Variation avec le temps de l'inverse de la résistance ($\frac{1}{r} = R$) de la bobine à 15 spires en fil d'argent.

r = somme de la résistance de la bobine et de la résistance résiduelle $\frac{PQ}{R_0} = \frac{100}{19.700}$ du bras du pont.

Condition de mesure : $PQ = 100$; $i \approx 10$ mA.

$$\frac{dR}{R} \times \frac{R_0 + R}{R_0 - R} \approx 0,4 \text{ p. } 100.$$

résistance d'un contact parcouru par un courant alternatif de faible intensité, sans superposition de courant continu, ce qui est le cas de ces mesures, est particulièrement instable. Un tel contact est le siège de nombreuses modifications. La variation de pression, les vibrations mécaniques, les ondes acoustiques, les variations de température, le fluage du métal influent sur l'état des contacts. Par suite des inévitables impuretés, ces contacts sont le siège de nombreux phénomènes qui les rendent peu stables.

Les bobines de construction mécanique soignée sont pratiquement insensibles aux vibrations mécaniques et aux ondes acoustiques; par contre, elles restent sensibles aux variations de température. Les variations de la résistance observées sont, en général, supérieures à celles qu'entraînerait une modification de la température ambiante.

A notre connaissance, trois auteurs seulement donnent des renseignements concernant la variation quantitative de la reproductibilité de la résistance de la bobine. Le premier [8] cite une bobine du type BF 4 à 40 spires dont la résistance mesurée en courant continu de $0,07 \Omega$ est reproductible à $0,001 \Omega$ près, soit à 1,4 p. 100. Le second [15], sans préciser la nature de la bobine que nous supposons de même origine que la première, assure une reproductibilité de la résistance de 0,2 p. 100. Le troisième [4], cite une bobine de 3 spires dont la reproductibilité de la résistance est de 1,5 p. 100.

Nous avons fait des essais systématiques sur plusieurs bobines : 40, 15 et 6 spires.

Nous avons constaté que la reproductibilité était meilleure pour la bobine de 40 spires, la plus mauvaise étant pour celle de 6 spires.

Sur la figure 2, les courbes de la reproductibilité de la résistance d'une bobine de 15 spires en fil d'argent montrent non seulement une variation de la résistance entre deux ouvertures et fermetures de la bobine, mais aussi une variation non négligeable avec le temps, qui parfois change même de signe.

Donc, l'estimation de la reproductibilité de cette résistance à 0,2 p. 100 nous paraît un peu optimiste.

La reproductibilité en basse fréquence a une grande importance, car à ces fréquences, $r - r_0$ tend à devenir très petit et la mesure peut être dépourvue de signification.

Une autre source d'incertitude est le point de liaison d'une telle bobine avec le pont. Les bornes de serrage écrasent les fils de liaison. Le métal flue et modifie la résistance de contact dont la variation atteint facilement 10 p. 100. Cette fluctuation masque toutes les autres modifications et limite considérablement le domaine des mesures. Cet inconvénient est évité facilement en modifiant les bornes de la bobine pour être soudées aux bornes du pont. La résistance de cette soudure est suffisamment stable, mais du fait qu'elle ne se reproduit pas avec une approximation suffisante

d'une soudure à l'autre, il ne faut pas défaire la soudure avant la fin de la série de mesures.

2.2 Autres types de bobines démontables

La reproductibilité de la résistance de la bobine démontable à contact solide étant nettement insuffisante en basse fréquence (quelques dizaines de Hz), nous avons essayé de réaliser des bobines démontables ayant des contacts d'autres types.

2.2.1 Contact liquide. — Ayant constaté que le cuivre s'altère lentement au contact du mercure, nous avons réalisé une bobine démontable dont l'enroulement est en cuivre et les contacts sont amalgamés.

Les courbes de la figure 3 résument les résultats des essais.

La reproductibilité de la résistance entre deux ouvertures et fermetures de la bobine est de l'ordre de 0,035 p. 100, c'est-à-dire une dispersion dix fois plus faible que dans le meilleur cas des contacts solides secs.

Les courbes de la figure 4 montrent une variation de la résistance en fonction des heures de la journée pour une seconde bobine en cuivre aux contacts amalgamés. Ne pouvant pas thermostatier la pièce, il n'a pas été possible d'annuler complètement cette dérive. Signalons enfin qu'ici la reproductibilité de la résistance de l'enroulement dépend beaucoup moins du serrage de la bobine à la fermeture que dans le cas d'une bobine à enroulement en argent à contacts secs.

Pour prévenir un blocage éventuel de la bobine à la suite d'une fermeture prolongée, elle est conçue de telle sorte que les cavaliers mâles, qui constituent les demi-spires supérieures, sont accessibles et peuvent être enlevés sans ouvrir la bobine. Nous avons pris cette précaution car nous avons constaté que lorsque la bobine reste fermée pendant longtemps, la résistance du frottement entre les parties fixes et mobiles des contacts augmente. Cette précaution supplémentaire ne complique nullement la réalisation mécanique de la bobine. Cette bobine, d'un emploi aussi facile que les précédentes et d'un entretien minime, nous semble capable de rendre service là où la reproductibilité des bobines à contact solide cesse de suffire.

2.2.2 Enroulement liquide. — Pour éviter le grand nombre de contacts en série, deux contacts par spire, nous avons voulu remplacer l'enroulement de fil d'argent ou de cuivre de la bobine par un enroulement liquide. Dans ce but, nous avons réalisé une bobine démontable dont l'enroulement est constitué par une conduite forcée destinée à recevoir un liquide bon conducteur de l'électricité, du mercure par exemple, les deux moitiés de la bobine sont constituées de deux blocs de plexiglas. La conduite est percée dans la masse, les surfaces internes de la conduite sont polies. Grâce à

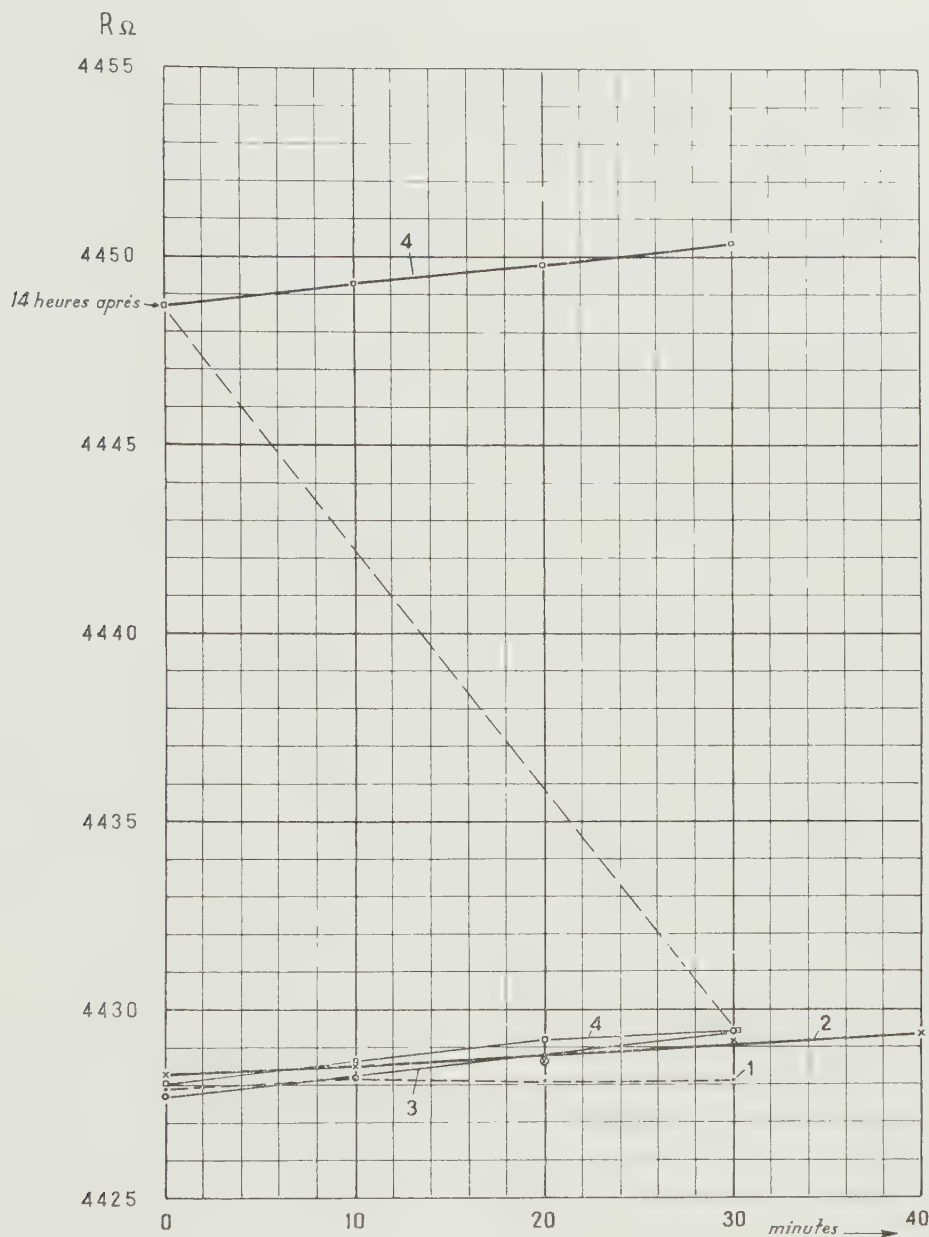


FIG. 3. — Variation de $\frac{1}{r} = R$ de la bobine à 15 spires en fil de Cu amalgamé au Hg.

r = somme de la résistance de la bobine et de la résistance résiduelle du bras du pont.

$$PQ = 100 \, \Omega ; i = \simeq 10 \, \text{mA}.$$

$$\frac{\Delta R}{R} \times \frac{R_0 + R}{R_0 - R} = 0,035 \text{ p. } 100.$$

quelques précautions prises au moment de l'usinage, une parfaite coïncidence des demi-spires a été réalisée.

Les deux moitiés de la bobine dont les surfaces en regard sont polies, sont appliquées l'une contre l'autre par la vis sans fin. La bobine ainsi assemblée est parfaite-

ment étanche, même sous la pression exercée par une colonne de 4 m d'eau.

La reproductibilité de la self d'une telle bobine est meilleure que le 1/10 000. La reproductibilité de la résistance de l'enroulement dépend évidemment de la

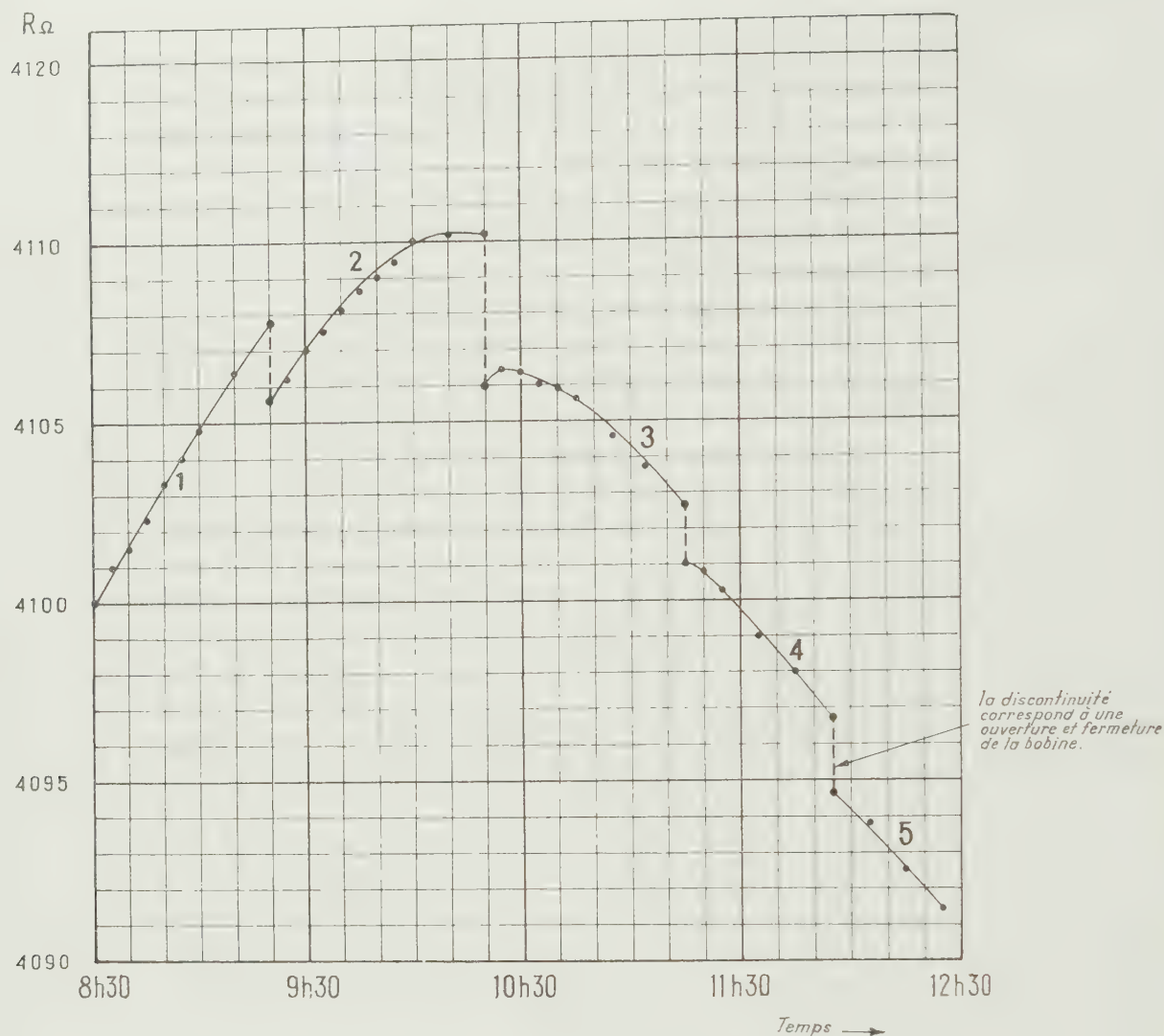


FIG. 4. — Variation de $\frac{1}{r} = R$ de la 2^e bobine à 15 spires en fil de Cu amalgamé au Hg.

PQ = 107 Ω ; $i \approx 5$ mA.

température; donc une bonne stabilisation de cette température s'impose, mais elle dépend aussi du taux de remplissage de la conduite par le liquide.

Ce taux de remplissage dépend de nombreux facteurs :

- État de la surface interne de la conduite.
- État de propreté de la surface du mercure.
- Vitesse et pression.
- Perte de charge de l'échappement de l'air chassé par le mercure.

Le remplissage de cet enroulement en creux pose un certain nombre de problèmes dont quelques uns n'ont pas été encore résolus. Nous pensons cependant que, ces difficultés une fois surmontées, cet appareil pourra avantageusement remplacer les précédents modèles dans des cas particuliers. Les premiers résultats obtenus nous laissent supposer qu'une reproductibilité de l'ordre de 0,003 p. 100 au moins peut être atteinte systématiquement.

3 DISPOSITIF DE MESURE

3.1 Le dispositif de mesure est constitué d'un pont de Maxwell du type PQ parallèle, convenablement blindé, translaté et relié à un préamplificateur de gain élevé par l'intermédiaire d'un adaptateur d'impédance. Le détecteur est un analyseur d'harmonique dont la bande passante est large de 3 Hz.

La sélectivité du détecteur est insuffisante en dessous de 100 Hz et au voisinage de 50 Hz et de ses harmoniques.

Le générateur de courant a été construit spécialement pour éliminer tout ronflement de 50 Hz et de ses harmoniques.

Le pont de mesure doit être soigneusement blindé pour éviter toute induction de 50 Hz et de ses harmoniques. Ce blindage sera massif et doit être de grandes dimensions pour éviter tout couplage appréciable avec ce dernier et le pont.

Il est souhaitable d'éliminer ou d'éloigner les sources perturbatrices, en particulier les transformateurs d'alimentation dont le rayonnement est particulièrement gênant.

Que le blindage soit en fer doux ou en un matériau de perméabilité élevée tel du mu-métal, il sera volumineux et coûteux. Comme les solutions de blindage adoptées dépendront beaucoup des possibilités du local où le pont est installé, nous n'insisterons pas davantage sur ce point, cependant d'importance primordiale.

3.2 Sensibilité

Le réseau de mesure assimilé à un quadripôle étant un pont de Maxwell avec PQ parallèle, en adoptant les conventions de sens des grandeurs i et v , montrés sur la figure 5, les équations correspondantes s'écrivent :

$$v_1 = A_1 i_1 - B i_2 \quad v_2 = B i_1 - A_2 i_2 - D i_2.$$

Les indices 1 et 2 désignent les grandeurs d'entrée et de sortie ; D est l'impédance d'entrée du détecteur.

En éliminant i_1 et i_2 entre ces trois relations, nous obtenons :

$$v_2 = v_1 \frac{B}{A_1 \left(1 + \frac{A_2}{D}\right) - \frac{B^2}{D}}. \quad (3.1)$$

Étant donné qu'à l'équilibre, le détecteur ne peut pas distinguer de zéro une tension v_2 petite mais non nulle, seule la relation $Z_x(S + \Delta S) - PQ = 0$ est vérifiée, mais non la relation $Z_x S - PQ = 0$. L'erreur commise sur S est ΔS . La fraction $\frac{B^2}{D}$ est tout à fait négligeable devant les autres termes du dénominateur et la relation (3.1) s'écrit :

$$v_2 = v_1 \frac{Z_x \Delta S}{(P + Z_x)(Q + S) \left[1 + \frac{(P + S)(Q + Z_x)}{P + S + Q + Z_x} \cdot \frac{1}{D}\right]}. \quad (3.2)$$

Le choix d'un détecteur a impédance d'entrée $D = \infty$ entraîne l'annulation du terme $\frac{A_2}{D}$ et rend la précision avec laquelle l'équilibre est obtenu, indépendante de D.

C'est cette solution que l'on adopte en général mais ce choix a l'inconvénient d'éliminer de la relation (3.2) un terme qui n'est pas sans influence sur la limitation de la sensibilité du pont. Nous préférons lui attribuer une valeur finie afin de le conserver et de définir mieux son rôle dans la relation précédente. Remarquons tout d'abord que si l'on pose $P = Q$, à l'équilibre du pont la parenthèse se réduit à $1 + \frac{Q}{D}$. Il est évident que le compromis consiste à poser $D = Q$.

D'où

$$v_2 = v_1 \frac{1}{2} \frac{Z_x \cdot \Delta S}{(P + Z_x)(Q + S)}. \quad (3.3)$$

Ainsi, la sensibilité du pont se trouve divisée par deux. Mais cet inconvénient est largement compensé par la possibilité de l'emploi d'un adaptateur d'impédance qui diminue le bruit de fond de la première lampe, rapporté à l'entrée de l'adaptateur.

Signalons tout de suite que l'intensité du courant $\frac{v_2}{D}$ est négligeable devant celle qui circule dans le bras Z_x . Par conséquent la mesure de son intensité par un couple thermoélectrique inséré dans le bras P est absolument légitime.

De nombreux auteurs [22] [18] [3] qui ont étudié de façon détaillée la sensibilité du pont, indiquent la disposition des bras à choisir pour avoir la meilleure sensibilité. Mais le choix d'un pont PQ parallèle et la nécessité de mesurer par le thermocouple l'intensité du courant qui parcourt le bras Z_x , nous imposent un montage qui précisément n'est pas le plus favorable au point de vue de la sensibilité.

Pour pallier à cet inconvénient, nous avons cherché à accroître au maximum la sensibilité du détecteur qui, précédé d'un préamplificateur, dont nous parlerons plus loin, permet de détecter des tensions qui sont une faible fraction de μV . A l'inverse du pont de Wheatstone, le pont de Maxwell dans les conditions de son utilisation manque de sensibilité, en particulier au-dessous de 200 Hz.

Dans la relation (3.3)

$$S = \frac{1}{R + jX}.$$

Posons

$$|S| = \frac{1}{a}$$

avec :

$$a = \sqrt{\frac{1}{R^2} + X^2}, \quad \frac{1}{R^2 a^2} = \sin^2 \alpha, \quad \frac{X^2}{a^2} = \cos^2 \alpha$$

et calculons le module de ΔS

$$|\Delta S| = \frac{1}{a} \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 \sin^2 \alpha + \left(\frac{\Delta X}{X}\right)^2 \cos^2 \alpha}.$$

La sensibilité du dispositif à un dérèglement relatif de S sera :

$$\sigma = \frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{1}{2} \frac{\frac{\Delta S}{S}}{\left(\frac{P}{Z_x} + 1\right) \left(\frac{Q}{S} + 1\right)}.$$

Puisque

$$\frac{P}{|Z_x|} = \frac{|S|}{Q} = \frac{1}{Qa} \quad \text{et} \quad \left| \frac{\Delta S}{S} \right| = a |\Delta S|,$$

la relation donnant la sensibilité devient :

$$|\sigma| = \frac{1}{2} \frac{Qa}{1 + (Qa)^2} \sqrt{\left(\frac{\Delta R}{R}\right)^2 \sin^2 \alpha + \left(\frac{\Delta X}{X}\right)^2 \cos^2 \alpha}. \quad (3.4)$$

Cette relation remarquable réunit tous les paramètres du dispositif de mesure et de l'échantillon étudié.

Le facteur $\frac{1}{2}$ est, comme nous l'avons déjà remarqué, une conséquence de l'égalité $P = Q = D$. Pour $D = \infty$, ce facteur tend vers 1.

Le terme sous le radical montre que la sensibilité du dispositif de mesure à un dérèglement relatif de R ou X dépend de l'angle de perte α de l'échantillon étudié.

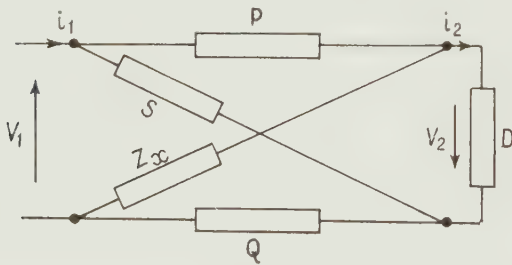


FIG. 5. — Pont de Maxwell.

Le facteur du pont $\frac{Qa}{1 + (Qa)^2}$ passe par un maximum égal à $\frac{1}{2}$ pour $Qa = 1$. La sensibilité du dispositif sera donc maximum pour cette valeur du produit Qa .

En pratique, $|Z_x|$ est très petit (de l'ordre de quelques centiohms). Comme $\frac{Z_x}{P} = Qa$, on voit que la relation

$Qa = 1$ ne peut être réalisée que si $|Z_x| = P$; or il n'est pas possible de diminuer P au-dessous d'une certaine valeur. Les résistances de connexion et de contact des commutateurs deviennent alors non négligeables par rapport à P et nuisent à la précision des mesures. La valeur de P étant fixée (la plus petite possible) nous l'avons choisie égale à 10Ω , il est facile de voir que Qa est très petit (de l'ordre de 0,01) devant 1.

Le quotient

$$\frac{Qa}{1 + (Qa)^2} \simeq Qa.$$

Donc σ dépend de Z_x et dans tous les cas reste petit. Nous tenons à souligner que cette dépendance entre σ et Z_x est une conséquence du schéma adopté (PQ parallèle) et l'importance du manque de sensibilité est une conséquence de l'inégalité $Z_x \ll P$ et n'est nullement provoquée par la valeur finie de l'impédance d'entrée du détecteur.

En définitive, si la sensibilité du montage est très faible, par contre dans ce dispositif il est possible d'utiliser un détecteur de basse impédance d'entrée et de pousser son gain au maximum.

Le niveau du bruit thermodynamique du pont peut être calculé à partir de la partie réelle de l'impédance équivalente du pont vue de ses bornes de sortie lorsque ses bornes d'entrée sont fermées sur l'impédance G du générateur.

En posant $P = nQ$, à l'équilibre du pont comme

$$Z_x = \frac{nQ^2}{S}$$

cette impédance équivalente est

$$Z_{eq} = Q \frac{nQ \left[S + (1+n)Q + n \frac{Q^2}{S} \right] + G \left[S + 2nQ + n^2 \frac{Q^2}{S} \right]}{nQ \left[S + 2Q + \frac{Q^2}{S} \right] + G \left[S + (1+n)Q + n \frac{Q^2}{S} \right]} \quad (3.5)$$

La relation (3.5) montre qu'en général le bruit thermodynamique du pont dépend de G et de S . S'il est possible de choisir la valeur de G , la valeur de S par contre dépend de Z_x et reste variable.

Dans le cas très intéressant de $n = 1$, qui est précisément le cas du dispositif décrit

$$Z_{eq} = Q.$$

À l'équilibre, le pont vu entre ses bornes de sortie équivaut à une résistance égale à celle du bras $Q = 10 \Omega$.

À la température ambiante, le niveau du bruit thermodynamique d'une telle résistance pour une largeur de bande de fréquence de 3 Hz, qui correspond précisément à la largeur de la bande passante du détecteur que nous utiliserons est de l'ordre de $7 \cdot 10^{-4} \mu V$. C'est un niveau de bruit thermodynamique très bas et la sensibilité du dispositif sera limitée seulement par les tensions parasites induites dans le pont et par les performances

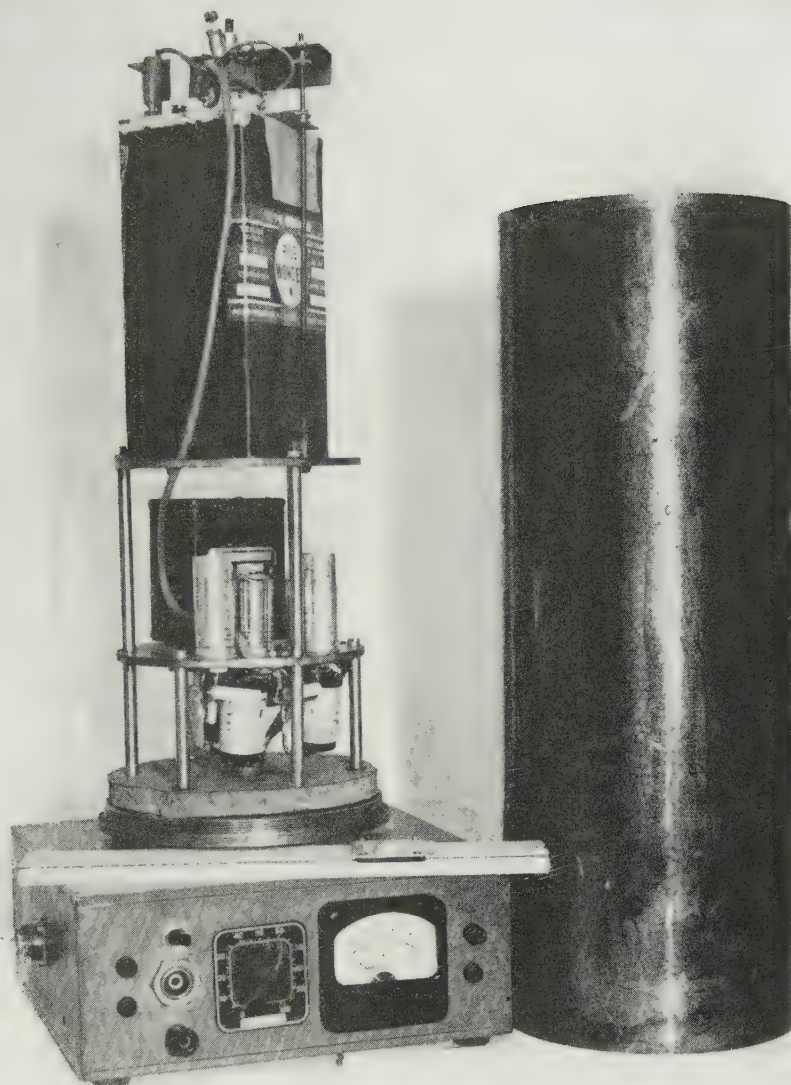


FIG. 6. — Vue du préamplificateur et de son blindage.

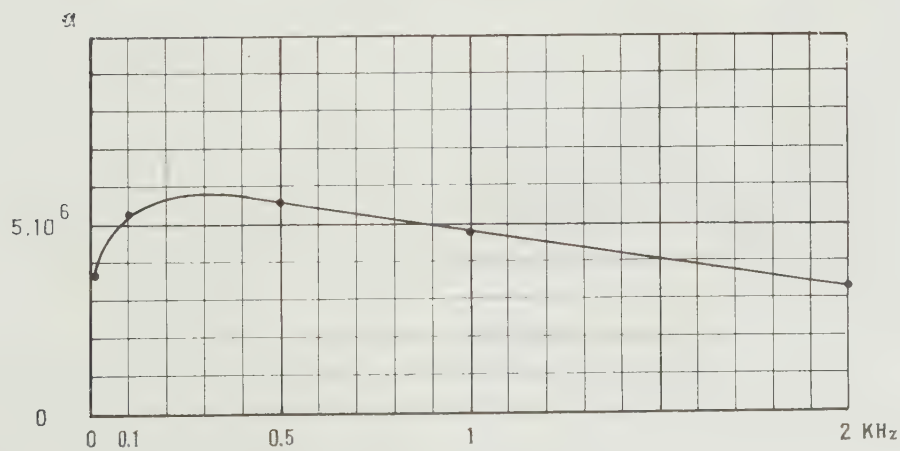


FIG. 7. — Coefficient d'amplification en tension du préamplificateur en fonction de la fréquence,

du préamplificateur. Le niveau du bruit de fond du préamplificateur rapporté à son entrée est comprise entre $10^{-2} \mu\text{V}$ et $10^{-3} \mu\text{V}$. Le pont est loin d'avoir atteint la limite de ses possibilités.

3.2.1 Calcul d'erreur. — Les erreurs relatives faites sur p_1 , p_2 et $\text{tg } \alpha$, compte tenu des inégalités :

$$\frac{\Delta C_0}{C_0} < \frac{\Delta C}{C} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta R_0}{R_0} < \frac{\Delta R}{R}$$

sont :

$$\frac{\Delta p_1}{p_1} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta Q}{Q} + 2 \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{C + C_0}{C - C_0} \quad (3.6)$$

$$\frac{\Delta p_2}{p_2} = \frac{\Delta d}{d} + \frac{\Delta S}{S} + \frac{\Delta P}{P} + \frac{\Delta Q}{Q} + 2 \frac{\Delta N}{N} + \frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{R_0 + R}{R_0 - R} \quad (3.7)$$

$$\frac{\Delta \text{tg } \alpha}{\text{tg } \alpha} = \frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{C + C_0}{C - C_0} + \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{R_0 + R}{R_0 - R} \quad (3.8)$$

Il est assez malaisé de donner un ordre de grandeur de l'erreur relative dans le cas général. Par construction,

$$\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta Q}{Q} = \frac{\Delta R}{R} = 5,10^{-4}.$$

Il est possible de définir la fréquence avec une approximation $\frac{\Delta \omega}{\omega} = 10^{-2}$.

Pour des échantillons de forme assez bien définie,

$$\frac{\Delta d}{d} \quad \text{et} \quad \frac{\Delta S}{S}$$

sont de l'ordre de quelques p. 100.

Le nombre de spires de la bobine est assez bien défini :

$$2 \frac{\Delta N}{N} = 10^{-2}.$$

Par construction $\frac{\Delta R}{R}$ et $\frac{\Delta C}{C}$ sont respectivement $5,10^{-4}$ et 10^{-3} . Les ΔC et ΔR qui interviennent dans les formules (3.6) (3.7) et (3.8) comprennent une erreur supplémentaire qui dépend de la finesse avec laquelle l'équilibre du pont est obtenu. Cette erreur varie essentiellement avec les mesures. Elle dépend de la fréquence et de l'intensité du courant de mesure, et aussi de la grandeur mesurée Z_x puisque la sensibilité du dispositif en dépend ($Qa \neq 1$). D'autre part, si $R_0 - R$ et $C - C_0$ sont petits devant R_0 et C , les résultats des mesures peuvent simplement être dépourvus de signification. Dans certains cas :

$$\frac{\Delta C}{C} \cdot \frac{C + C_0}{C - C_0} \quad \text{et surtout} \quad \frac{\Delta R}{R} \cdot \frac{R_0 + R}{R_0 - R}$$

peuvent être très grands. Il convient enfin de tenir compte de l'élimination par l'opération de soustraction

de l'erreur absolue des parties communes aux deux mesures de R et de C . Nous évaluerons les erreurs en ne tenant compte que des indéterminations ΔC et ΔR faites pendant les mesures sur C et R .

3.3 Étude du préamplificateur

Pour éliminer les parasites de 50 Hz, nous sommes arrivés, après de nombreux tâtonnements, à la conclusion qu'il faut alimenter le préamplificateur par des batteries d'accumulateurs et de piles. Cette solution bien qu'incommode est inévitable [13] [20]. Le souci constant d'éliminer au maximum le « ramassage » du 50 Hz a dicté le choix du circuit et du châssis.

Le circuit est constitué d'un préamplificateur cascode de deux étages avec un transformateur-élévateur à l'entrée.

Nous avons vu qu'à l'équilibre le pont se comporte comme une source de tension Δv_2 et de résistance interne Q . La quantité $\Delta v_2 \neq 0$ est la tension résiduelle qui subsiste aux bornes de sortie du pont lorsque ce dernier est considéré par le détecteur comme étant à l'équilibre. C'est aussi la plus petite tension que le préamplificateur peut déceler.

Dans la grille de la première lampe du préamplificateur, il y a une source fictive du bruit représentée par une résistance de bruit R_{eq} . En basse fréquence, en dessous de 50 kHz cette résistance obéit en fonction de la fréquence à une loi de la forme :

$$R_{eq} = \frac{C}{f^n} \quad (3.9)$$

où C et n sont des constantes qui dépendent de la lampe et f est la fréquence. Dans les meilleures conditions d'utilisation avec les tubes actuels, aux environs de 100 Hz, R_{eq} atteint facilement 100 k Ω .

L'adaptation de ces deux sources de bruit est effectuée comme il est indiqué sur la figure 8 par un transformateur de rapport de transformation m très élevé.

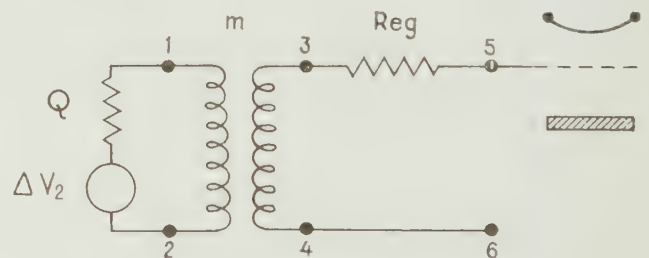


FIG. 8. — Schéma d'adaptation des sources de bruits Q et R_{eq} .

En toute rigueur, Q et R_{eq} peuvent comprendre aussi les résistances des enroulements du transformateur ; leurs valeurs étant négligeables respectivement devant Q et R_{eq} nous n'en avons pas tenu compte,

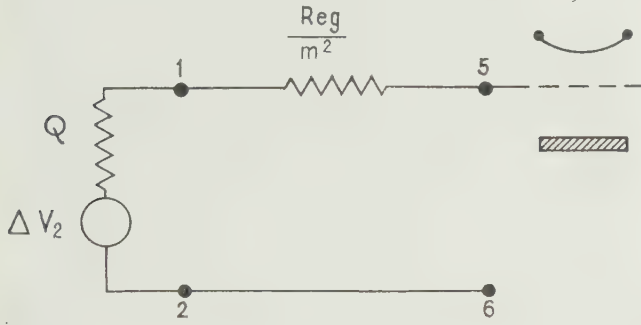


FIG. 9. — Schéma équivalent.

Le transformateur spécialement conçu est soigneusement blindé avec du mu-métal pour éviter toute induction parasite en particulier de 50 Hz et ses harmoniques.

Le schéma équivalent de cet ensemble est indiqué sur la figure 9.

Dans ces conditions, la tension quadratique de bruit, à l'entrée de la lampe en 5 et 6 est donnée par la relation :

$$\bar{e}^2 = 4kTB \left(Q + \frac{R_{eq}}{m^2} \right). \quad (3.10)$$

Cette relation montre que si m est suffisamment grand et si le transformateur est correctement construit et blindé, le bruit de fond de l'ensemble peut être aussi voisin du bruit de fond de la source que l'on veut. En fait, on est vite arrêté dans cette voie par des considérations d'ordre pratique ou même des impossibilités.

Le choix du circuit constitue un compromis entre la nécessité d'une part d'avoir un gain élevé avec un faible bruit de fond et d'autre part une faible consommation de courant pour réduire le volume des sources d'alimentation.

La haute tension est fournie par une pile de 300 volts, 10 mA et le chauffage par une batterie d'accumulateurs de 10 volts, 4 A. Le courant de chauffage est grossièrement filtré avant d'arriver au filament des lampes. Le préamplificateur et la source de haute tension sont suspendus par des amortisseurs en caoutchouc à l'intérieur d'un tube en fer doux de 5 mm d'épaisseur qui, à son tour, est monté sur des amortisseurs en caoutchouc. La période d'oscillation de l'ensemble ainsi constitué est de 2 périodes/s environ. L'ensemble est isolé électriquement et mécaniquement de l'extérieur. Seuls des chocs d'une certaine violence et des rayonnements intenses de 50 Hz parviennent à perturber son fonctionnement.

3.4 Performances du dispositif

Le rapport du carré des tensions signal sur bruit, dans le cas considéré, est donné par la relation :

$$\frac{(\Delta v_2)^2}{\bar{e}^2} = \frac{(\Delta v_2)^2}{4kTB \left(Q + \frac{R_{eq}}{m^2} \right)}. \quad (3.11)$$

En admettant qu'un signal est discernable si le rapport (3.11) est au moins égal à 2 et si $m = 250$, $Q = 10 \, \Omega$, $R_{eq} = 10^6 \, \Omega$ et $B = 3 \, \text{Hz}$, à la température ambiante, la valeur du plus petit signal détectable sera :

$$\Delta v_2 = \bar{e} \sqrt{2} \simeq 10^{-3} \, \mu\text{V}.$$

Cette tension est très voisine de la tension de bruit thermodynamique du pont ($7.10^{-4} \, \mu\text{V}$).

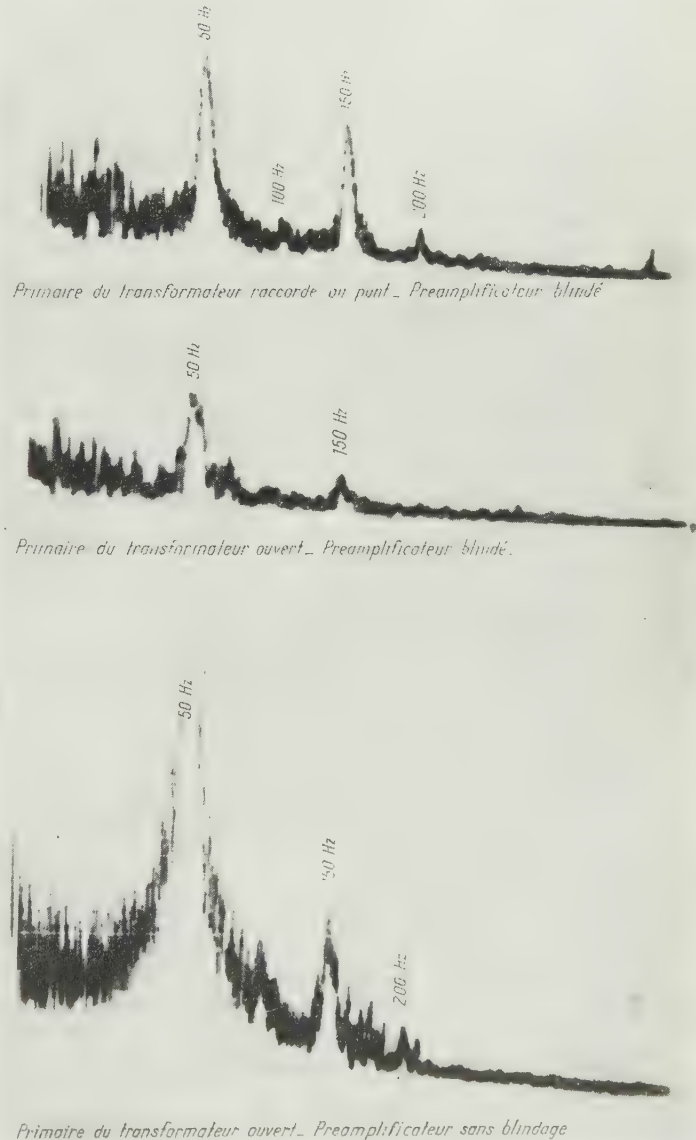


FIG. 10. — Analyse spectrale du bruit de fond du préamplificateur.

Des essais directs, en remplaçant le pont par une source de tension et un atténuateur, ont révélé une sensibilité comprise entre 10^{-3} , et 10^{-2} μ V. La sensibilité du dispositif permet, tout en restant dans le domaine de Rayleigh, d'ajuster la résistance d'équilibre du pont au dix millièmes de sa valeur. Les oscillogrammes ci-joints (fig. 10), de bas en haut montrent, pour une même sensibilité du détecteur, l'importance de l'induction de la tension 50 Hz et de ses harmoniques et l'effi-

cacité du blindage du préamplificateur. La courbe du haut montre la perturbation créée par la connection du pont à l'entrée du préamplificateur. La précision des mesures en général est limitée par l'insuffisance de la reproductibilité de la résistance des contacts de la bobine démontable (même dans le cas des contacts amalgamés). La stabilisation de la température de la bobine est indispensable.

4 TRAÎNAGE MAGNÉTIQUE

4.1 Introduction aux mesures

Le traînage magnétique de diffusion constaté pour la première fois par Richter, dans des aciers à structure cubique centrée, a été depuis étudié par de nombreux auteurs, dont Snoek. Ces effets sont en général attribués à la diffusion dans le réseau cristallin d'atomes de carbone ou d'azote. Ces corps forment avec le métal des solutions solides de faible concentration, de l'ordre de 1 pour 10^4 . A cause de cette dilution extrême, ces atomes sont indépendants les uns des autres. Les mesures de densité conduisent à penser que dans le fer α chaque atome de carbone dissous est en position interstitielle, sans que cependant leur position exacte soit connue. La solution solide étant très diluée et le numéro atomique du carbone très petit, une étude aux rayons X du réseau cristallin du fer α ne permet pas de déterminer leur position exacte. *A priori*, on peut imaginer que l'atome de carbone occupe soit le milieu des arêtes $(1/2, 0, 0)$, soit le centre des faces $(1/2, 1/2, 0)$. Ce second point coïncide avec le milieu des arêtes du second réseau de cubes qui interpénètre le premier réseau. Sa position ne peut pas être considérée comme immuable. Sous l'action de l'agitation thermique, il se déplace par bonds successifs d'un site à un autre, immédiatement voisin. Ces sites sont séparés par des barrières de potentiel de hauteur W_a . L'atome de carbone, pour franchir cette barrière, doit posséder une énergie thermique suffisante. Avec de nombreux auteurs, Feldtkeller estime que le temps moyen de retard τ avec lequel un atome étranger, à la suite d'une perturbation passagère du réseau cristallin quitte son site pour un autre site voisin est lié à la température absolue T par la relation [10] :

$$\tau = \tau_{\infty} e^{\frac{W_a}{kT}} = \tau_{\infty} e^{\frac{\theta}{T}} \quad (4.1)$$

où k est la constante de Boltzmann,

$\frac{W_a}{k} = \theta$ est la température d'activation,

τ_{∞} correspond au temps moyen de retard pour une température $T = \infty$.

La distribution de τ autour de sa valeur moyenne

suit la même loi de répartition que la courbe d'erreur de Gauss. Cette courbe peut être remplacée par un rectangle de même surface qu'elle et limitée par les valeurs extrêmes τ_1 et τ_2 . En dehors de ce domaine τ n'existe pas.

Le traînage magnétique peut être étudié en soumettant le matériau ferromagnétique à un champ impulsif ou alternatif. Le second procédé permet plus commodément d'établir pour différentes températures des diagrammes en fonction de la fréquence que ne le fait le premier procédé en fonction du temps. Pour différentes températures, la mesure de la perméabilité μ_1 , en fonction de la pulsation donne la perméabilité initiale μ_i en fonction de ces variables ω et T . A partir des courbes de la perméabilité initiale en fonction de ω et T , il est possible de déterminer le temps moyen de relaxation τ_m pour chaque température qui à son tour donne la température d'activation θ .

Mais si l'on opère à des fréquences basses dans des champs suffisamment faibles pour que les pertes par courant de Foucault et par hystérésis soient faibles

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{1}{2\pi} \left[F_k f + h_k \frac{NI}{l} + t_k \right]$$

d'après les relations (1.1) et (1.2), et puisque d'après les relations (1.5) (1.8) et (1.9) les coefficients de perte ne dépendent pas de la fréquence f et de l'intensité du courant inducteur I , il est possible, sans aucune correction préalable par le calcul pour éliminer les pertes par courant de Foucault et par hystérésis, de tracer la famille de courbes $\operatorname{tg} \alpha = f(T, \omega)$. Pour chacune de ces courbes,

$$\operatorname{tg} \alpha = f(T)_{\omega=\text{cte}}$$

passé par un maximum. Ce point fournit précisément le couple des valeurs recherchées ω_m et T . Le temps de relaxation moyen est l'inverse de cette pulsation

$$\tau_m = \frac{1}{\omega_m}$$

La pente de la droite obtenue en portant $\operatorname{Log} \tau_m$ en ordonnée et $\frac{1}{T}$ en abscisse, fournit la température

d'activation θ de la relation (6.1). L'ordonnée à l'origine donne τ_∞ .

Pour le carbone et l'azote, cette température d'activation est de l'ordre de 9 000° K [10].

Nous avons donc entrepris de déterminer θ à partir de mesures de $\tan \alpha$ des tôles des transformateurs en fer au silicium, et de comparer nos résultats avec des valeurs connues, données par différents auteurs : 9 000° à 10 000° K (Feldtkeller [10]), $\theta_{\min} = 5\,675$ à $\theta_{\max} = 12\,200$ ° K (Brissonneau [4]).

Ce dernier, à l'aide d'un procédé impulsif, fait une analyse très détaillée du phénomène et démontre que la grande dispersion des valeurs de θ a une cause physique.

Une perturbation mécanique intéressant tout le réseau cristallin fournit une température d'activation beaucoup plus élevée qu'une perturbation électrique n'intéressant que le voisinage immédiat des parois de Bloch. Donc, dans nos mesures, nous devons obtenir une température d'activation voisine de celle indiquée par Feldtkeller (soit 9 000° à 10 000° K) qui a opéré dans un champ alternatif. Pour des échantillons traités au H_3N , nous trouvons comme on le verra plus loin, une température d'activation de 8 500° K qui est assez voisine de celle donnée par Feldtkeller, tandis que pour des échantillons similaires non traités, cette température est seulement de 5 300° K. Cette valeur est même inférieure au $\theta_{\min}$ donné par Brissonneau. Nous ne sommes pas en mesure d'expliquer cet écart; nous nous bornerons donc à signaler la grande dispersion des valeurs mesurées dans le cas des échantillons non traités. En effet, nous avons d'une part mesuré un grand nombre d'échantillons non traités et d'autre part fait plusieurs mesures sur un même échantillon; nous avons constaté une grande dispersion dans les résultats, surtout vers les plus basses fréquences. Nous pensons que cette dispersion est due à une plus grande instabilité de l'échantillon non traité.

Nous donnerons maintenant une description sommaire de ces mesures, qui ont nécessité une préparation minutieuse. Notons cependant que la stabilisation de la température de l'échantillon par un thermomètre au mercure est insuffisante pour la sensibilité du dispositif de mesure utilisé.

4.2 Échantillons et conditions de mesure

Nous avons à notre disposition des échantillons de tôles de transformateurs en fer au silicium de deux dimensions différentes :

	1 ^{re} série	2 ^e série
Épaisseur	0,40 mm	0,35 mm
Diamètres extrêmes. .	40 et 65 mm	25 et 45 mm

La moitié de chaque série est traitée à l'ammoniac (H_3N).

Les mesures sont effectuées dans les conditions suivantes :

- . Température entre 20° C et 320° C.
 - . Fréquence entre 12 Hz et 500 Hz.
 - . Intensité de courant efficace dans l'enroulement de la bobine : 1 mA.
 - . Champ moyen correspondant à cette intensité de courant :
- 1) Champ moyen efficace dans le métal pour la bobine à 24 spires.

$$H = \frac{1}{\rho_2 - \rho_1} \int_{\rho_1}^{\rho_2} H_c d\rho = \frac{NI}{2\pi(r_2 - r_1)} \int_{\rho_1}^{\rho_2} \frac{d\rho}{\rho} = 0,1485 \text{ A/m}$$

soit 1,86 mOe.

- 2) Pour la bobine à 15 spires :

$$H = 0,14 \text{ A/m soit } 1,76 \text{ mOe.}$$

4.3 Description des montages. Précision

Les matériaux étant extrêmement sensibles aux contraintes mécaniques, il a été nécessaire de construire une bobine. Cette bobine toroïdale est en verre stratifié qui peut être tournée et résiste à des températures de l'ordre de 350° C sans subir une déformation appréciable et sans perte sensible de sa tenue mécanique.

Après usinage et avant bobinage, les pièces sont chauffées pendant quelques heures à 350° C pour en éliminer les substances synthétiques volatiles ou combustibles qui entrent dans leur composition. Après cette opération, les pièces perdent de leur robustesse, mais elles restent suffisamment solides pour être bobinées et, surtout, elles ne subissent plus aucune variation appréciable de volume avec la température.

Le fil de bobinage est constitué de 1 050 brins de 6/100 mm de diamètre; les brins sont en cuivre. La section totale est de 3 mm². Ce fil extrêmement souple permet un bobinage facile et une bonne reproductibilité du volume de la bobine. Après chauffage prolongé et refroidissement du fil, sa résistivité ne paraît pas être modifiée. Pour assurer une bonne reproductibilité de la résistance de la bobine, le fil est coupé à la longueur voulue avant bobinage. D'autre part, la variation de sa résistance se fera sentir d'autant moins qu'elle est plus petite ($\ll 0,01 \Omega$).

La liaison entre la bobine et le pont est assurée par deux conducteurs massifs en cuivre ayant la forme indiquée sur la figure 11. Cette liaison a l'avantage d'être peu résistante (inférieure à 60 $\mu\Omega$), d'avoir une faible réactance (à 1 kHz de l'ordre de 0,1 μH), et en raison de sa symétrie, d'induire dans le champ ambiant inévitable de 50 Hz, une tension parasite très faible. L'importante masse de cuivre de ces deux conducteurs joue un rôle de volant thermique et leur température ne s'écarte pas de la température ambiante lorsque celle de la bobine monte. Les deux thermomètres, l'un fixé sur l'un de ces conducteurs, côté bobine, et l'autre fixé sur le pont, en font foi.

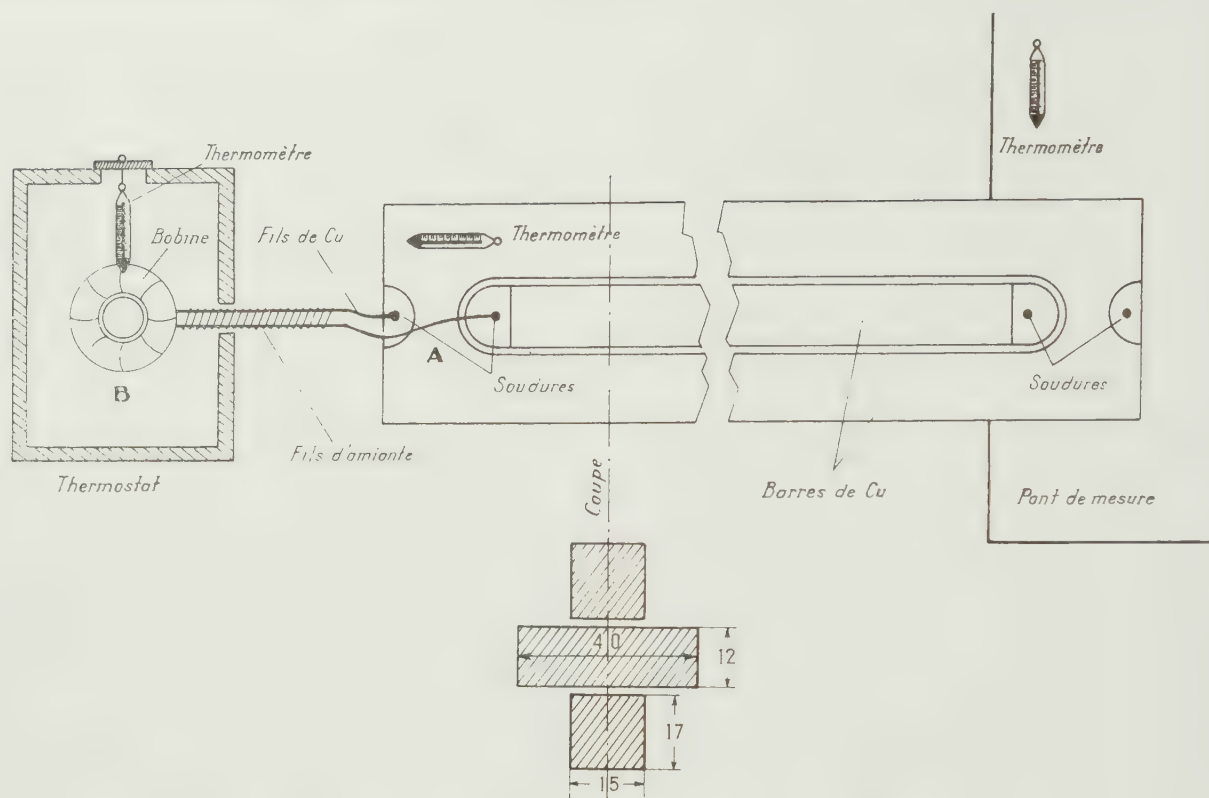


FIG. 11. — Dispositif de liaison entre le thermostat et le pont.

La liaison entre le pont et la bobine est assurée par deux barres en cuivre massif.

Les dimensions de la bobine étant faibles, on peut admettre qu'elle se trouve tout entière à la température indiquée par le thermomètre qui est placé en contact avec celle-ci. Par contre, la température des deux conducteurs qui, partant de la bobine, traversent l'enceinte thermique et aboutissent aux conducteurs massifs en cuivre, est mal définie. En B, ils sont à la température de la bobine et en A à la température ambiante. Dans le cas le plus défavorable, cette différence de température ne dépasse pas 300° C.

Pour améliorer la reproductibilité de la température d'équilibre, cette portion du circuit est soigneusement isolée avec du fil d'amiante. Quelques essais de reproductibilité ont montré que la principale source d'erreur reste la non-reproductibilité des soudures au point A. Ces soudures parfaitement stables dans le temps (les essais de durée n'ont jamais dépassé la durée largement suffisante d'une semaine, chaque série de mesures durant trois jours) se reproduisent assez mal lorsqu'elles sont dessoudées et ressoudées ($\ll 0,01$ p. 100).

L'erreur relative commise sur $\tan \alpha$ est :

$$\frac{\Delta \tan \alpha}{\tan \alpha} = \frac{\Delta \omega}{\omega} + \frac{\Delta C}{C} \frac{C + C_0}{C_0} + \frac{\Delta R}{R} \frac{R_0 + R}{R_0 - R}$$

Dans tous les cas, C_0 est négligeable devant C .

Dans le cas le plus défavorable (au-dessous de 40 Hz, et à la température ambiante) R_0 et R sont de même ordre de grandeur. Par exemple, à la température ambiante et à 12 Hz (bobine T_1 (2^e)), cette erreur se décompose comme suit :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega} \simeq 1 \text{ p. } 100$$

(erreur de lecture de la fréquence et de la dérive du générateur) ;

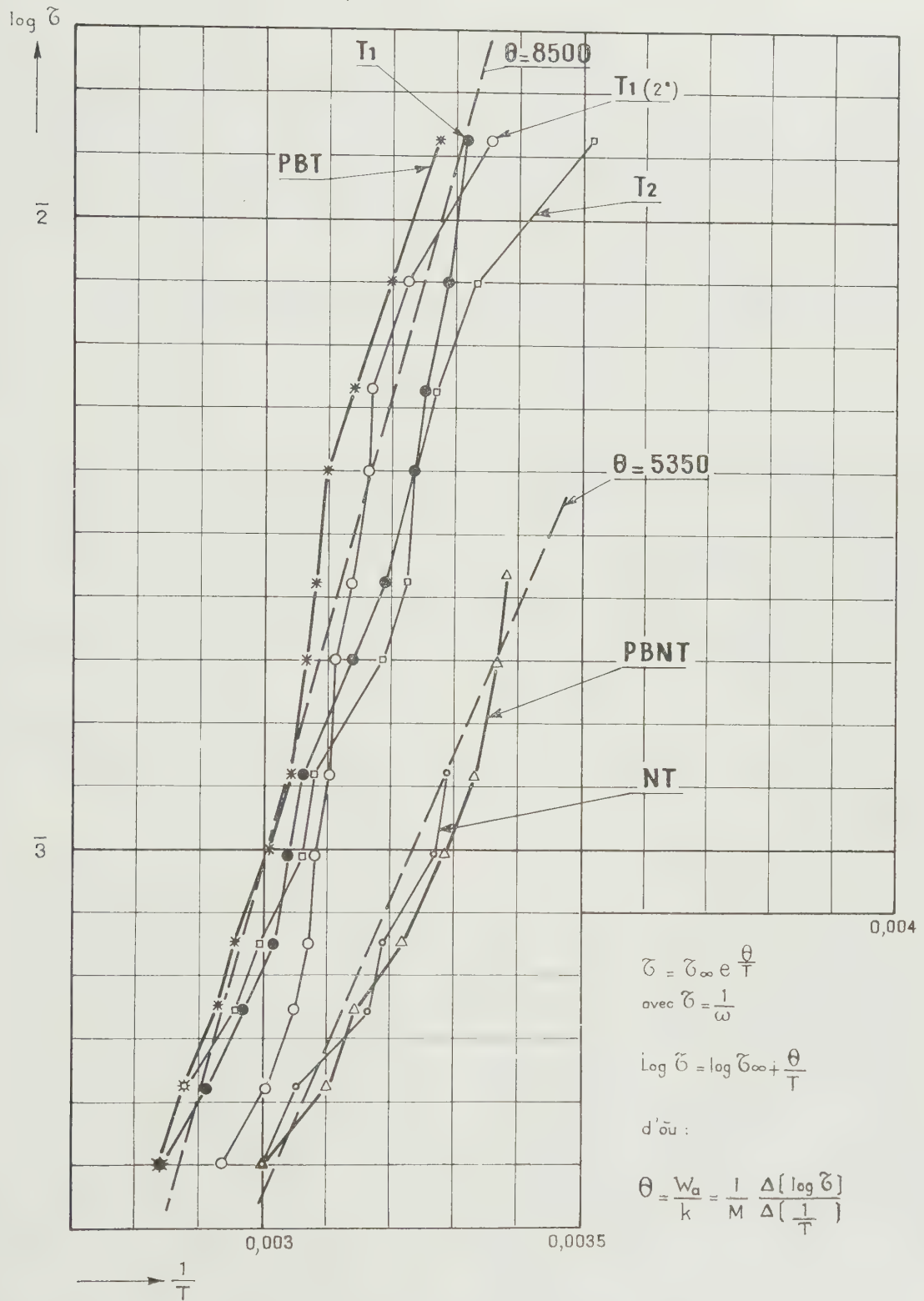
$$\frac{\Delta C}{C} = \frac{0,000500}{0,179600} \simeq 0,3 \text{ p. } 100$$

(erreur d'équilibrage du pont et d'improductibilité du volume de la bobine. Cette dernière erreur est absolument insignifiante) ;

$$2 \frac{\Delta R}{R_0 - R} = 2 \frac{13,5}{12\,750 - 12\,654} \simeq 14 \text{ p. } 100$$

(cette erreur est presque exclusivement due à l'insuffisance de la reproductibilité de la résistance de la soudure. En effet, l'équilibre du pont est obtenu à 1 Ω près, alors que 0,1 p. 100 de R_0 représente 12,4 Ω).

Bien que la finesse avec laquelle l'équilibre du pont est obtenu, permet de définir R_0 et R avec une approxi-

FIG. 12. — Temps de relaxation moyen en fonction de $\frac{1}{T}$.

mation meilleure que le dix millième, $\text{tg } \alpha$ n'est connue qu'avec une approximation de l'ordre de 15,3 p. 100. Cet exemple met en évidence la cause d'erreur principale et souligne l'importance de l'insuffisance de cette reproductibilité en basses fréquences. Lorsque la fréquence augmente, $R_0 - R$ augmente et cette précision s'améliore. Lorsque la température à laquelle ces mesures sont effectuées augmente, une nouvelle cause d'erreur apparaît. La stabilisation de la température n'étant pas du ressort de ce travail nous n'en tiendrons pas compte.

Signalons toutefois que la stabilisation de la température a été obtenue au dixième de degré près par un thermomètre au mercure à tige fine.

CONCLUSION

La discussion des formules du pont en rapport avec les données du ferromagnétisme et les restrictions imposées par la nécessité de rester dans le domaine de Rayleigh montre clairement qu'il n'est pas possible par ce procédé, d'étendre indéfiniment les limites des mesures vers les basses fréquences. Cette limite, une fois la frontière thermodynamique du dispositif Générateur-Pont-Préamplificateur atteinte, n'est fixée que par le degré de précision désiré pour ces mesures. Mais la relation (1.6) montre que l'on est vite arrêté dans cette voie aussi.

L'étude de la sensibilité du pont aboutit à la relation (3.4) qui réunit tous les paramètres du dispositif de mesure Pont-Préamplificateur, et de l'échantillon à étudier.

Cette relation montre que la condition de sensibilité optima du pont $Qa = 1$, n'est pas en contradiction, bien au contraire avec le but recherché qui est d'abaisser la limite thermodynamique de l'ensemble Pont-Préamplificateur.

Le pont de Maxwell et son détecteur décrits, constituent un dispositif de mesure sensible et maniable. La limite inférieure de la fréquence de mesure est de 12 Hz. A cette fréquence sa sensibilité est encore fort acceptable.

Le bruit de fond du préamplificateur rapporté à son entrée est de l'ordre de $0,01 \mu\text{V}$. Cette valeur extrêmement avantageuse du seuil d'entrée du détecteur permet au dispositif d'avoir une grande sensibilité, nécessaire en basse fréquence par suite de la faible valeur de la résistance de perte $r - r_0$ de la charge, par rapport à la résistance r_0 de l'enroulement de la bobine. Ce résultat a été obtenu par le choix et l'adaptation des résistances P et Q de la tête du pont et de la résistance d'entrée D du détecteur. En posant $P = Q = D$ la sensibilité du pont se trouve divisée par 2, par contre la résistance d'entrée D du détecteur étant petite, il est possible d'insérer entre le pont et la grille de la première lampe du préamplificateur un transformateur d'entrée de rapport

4.4 Résultats

Pour chaque échantillon, les mesures au pont sont effectuées à 12 fréquences différentes fixes entre 12 Hz et 500 Hz et à 13 températures différentes fixes entre 30° et 325° C. De ces familles de courbes $\text{tg } \alpha = f(\omega, T)$, trop volumineuses pour être citées ici, qui sont elles-mêmes le résultat du dépouillement de quelques 2 000 points expérimentaux nous avons tiré les courbes de la figure 12, suivant le procédé exposé au début de ce chapitre.

La valeur de la température d'activation ainsi trouvée est $\theta = 8\,500^\circ\text{C}$ pour les échantillons traités au H_3N et, $\theta = 5\,300^\circ\text{C}$ pour les échantillons non traités.

de transformation élevé. Ainsi le bruit de fond de la grille de la première lampe, de quelques microvolts est ramené à l'entrée du transformateur à une valeur inférieure à un centième de microvolt.

Ce dispositif est suivi d'un détecteur sélectif de bande passante de 3 Hz.

Le préamplificateur et la lampe du galvanomètre du thermocouple sont alimentés par une pile de haute tension et par une batterie d'accumulateurs de basse tension.

Le pont est blindé pour diminuer l'influence des courants parasites induits, en particulier celui de 50 Hz.

L'alimentation du générateur de courant à fréquences variables est soigneusement filtrée.

Moyennant ces quelques précautions la sensibilité du dispositif est utilisable.

Pratiquement la précision des mesures n'est affectée que par l'irreproductibilité de la résistance r_0 de l'enroulement de la bobine. Dans la mesure de r_0 les principales causes d'erreurs sont la variation de la température de l'enceinte qui peut être facilement éliminée par sa stabilisation, et l'irreproductibilité des résistances des contacts des demi-spires de la bobine démontable.

Dans la bobine démontable, l'emploi de contacts en cuivre amalgamé a apporté une nette amélioration dans la dispersion de la valeur de la résistance r_0 et a provoqué la stabilisation presque instantanée de r_0 après la fermeture de la bobine, comme le montrent les courbes de dispersion.

Dans une seconde tentative pour supprimer les 2N contacts d'un enroulement de N spires nous avons réalisé un enroulement tubulaire démontable, rempli de mercure. Le remplissage de cet enroulement pose des problèmes dont certains n'ont pas reçu de solution satisfaisante.

De longues mesures de traînage magnétique ont montré que le dispositif est parfaitement utilisable et est bien adapté à son usage.

BIBLIOGRAPHIE

1. ANDRIEUX (M.) et FRAIZE (M.). — Appareil pour contrôler en série la perméabilité des circuits magnétiques. *Onde électrique*, février 1951, 65.
2. ARKADIEW (W.). — *Phys. Z. Dtschl.*, 1913, 14, 928 ; *Phys. Z. Dtschl.*, 1924, 27, 37.
3. BREANT (P.). — *Mesures électriques*. Paris, Eyrolles, 1956, vol. 2.
4. BRISSONNEAU (P.). — *Physics, Chemistry of solids*, octobre 1958, vol. 7, n° 1, 22.
5. BRUHAT (G.). — *Cours d'électricité*. Paris, Masson et Cie, 1934.
6. CORNELIUS (P.). — *L'électricité selon le système Giorgi rationalisé*. Paris, Dunod, 1953.
7. DIEUDONNE (L.). — Diplôme d'études supérieures, Paris, 1950.
8. EPELBOIN (I.). — *Onde électrique*, août-septembre 1948, 322.
9. FALLOU (J.). — *Leçon d'électrotechnique générale*. Paris, Gautier-Villars, 1939.
10. FELDTKELLER (R.). — Post-Office discussion on of magnetic materials, 1953, 120.
11. FROMY (E.). — *Mesures en radiotechnique*. Paris, Dunod, 1948.
12. JORDAN (H.). — *Elektrische Nachrichten Technik*, juillet 1924.
13. MARAIS (A.). — Étude à l'aide du polissage électrolytique des anomalies magnétiques dans les champs faibles de certains ferronickels. *Thèse Sciences-Physique*, Paris, 1955.
14. MONCUIT (C.). — Contribution à l'étude de l'aimantation dans les champs alternatifs faibles des fils soumis à des efforts de traction. *Thèse de Sciences-Physique*, Paris, 1958.
15. PELISSIER (G.). — *Onde électrique*, mars-avril 1955, nos 336 et 337.
16. PETERSON (E.). — *Bell system technical journal*, octobre 1928.
17. PISTOULET (B.). — Thèse de Sciences, Paris, 1952, édition de la *Revue d'Optique théorique et instrumentale*, 1952.
18. POMEY (J. B.). — *Cours d'électricité théorique*. Paris, Gauthier-Villars, 1914, 1928, 2 vol.
19. PRACHE (P. M.). — *Noyaux et coquilles magnétiques dans le domaine des télécommunications*. Paris, Dunod, 1952.
20. QUEIROZ DE ORSINI (Louis). — *Onde électrique*, 1949, 29, 29, 408, 449 et 1950, 30, 91.
21. RAYLEIGH (Lord). — *Londres, Phil. Mag.*, mars, 1887.
22. SELETZKY (A. C.) et ZURCHER (L. A.). — *Electr. Eng.*, 1939, transaction supplément, 723.
23. WENT (J. J.). — *Revue technique Philips*, mars 1937, 83.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Le bruit de fond

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 17 mai 1963.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

H. KETCHIAN

Imprimé avec les *Annales de Physique*.

Le Directeur de la Publication : GEORGES MASSON

DÉPÔT LÉGAL : 1966, 2^e TRIMESTRE, N^o D'ORDRE 4256, MASSON ET C^{ie}, ÉDITEURS, PARIS
Printed in France. IMPRIMERIE BARNÉOUD S. A., LAVAL, N^o 5275. — 6-1966.



Thèse publiée par les *ANNALES DE PHYSIQUE*, 14^e Série - Tome 1^{er}, 1966